



UNIVERSIDAD DE CÓRDOBA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA (FACULTAD DE CIENCIAS)



ESTUDIO DEL COMPORTAMIENTO DE CÁTODOS TERMOIÓNICOS EN ARCOS DE PLASMA

TESIS DOCTORAL

JOSÉ-AMADOR SILLERO MARÍN

CÓRDOBA, JULIO 2009

TITULO: *Estudio del comportamiento de cátodos termoiónicos en arcos de plasma*

AUTOR: JOSE AMADOR SILLERO MARIN

© Edita: Servicio de Publicaciones de la Universidad de Córdoba. 2010
Campus de Rabanales
Ctra. Nacional IV, Km. 396
14071 Córdoba

www.uco.es/publicaciones
publicaciones@uco.es

ISBN-13: 978-84-693-2994-8

ESTUDIO DEL COMPORTAMIENTO DE CÁTODOS TERMOIÓNICOS EN ARCOS DE PLASMA

Trabajo realizado en el Laboratorio de Tecnologías de Plasmas del Departamento de Física de la Universidad de Córdoba, para optar al grado de Doctor en Física, por el
Licenciado en Física:

JOSÉ-AMADOR SILLERO MARÍN

DIRECTORES DE LA TESIS DOCTORAL:

Prof. Dr. D.
Eduardo Casado Revuelta
Profesor Titular
del Departamento de Física

Prof. Dra. Dña.
Encarnación Muñoz-Serrano
Profesora Contratada Doctora
del Departamento de Física

ESTUDIO DEL COMPORTAMIENTO DE CÁTODOS TERMOIÓNICOS EN ARCOS DE PLASMA

RESUMEN

En la presente tesis se ha estudiado experimentalmente el funcionamiento de cátodos termoiónicos de tungsteno y de tungsteno toriado (tungsteno dopado con el 2% en peso de óxido de torio) de punta cónica (con 68° de ángulo interior) funcionando en arcos de plasma operados en atmósfera abierta y producidos con una antorcha de arco transferido utilizando un ánodo de cobre refrigerado. Se determinó experimentalmente la dependencia con la intensidad de corriente del arco de los principales parámetros que caracterizan el funcionamiento de los cátodos. Para ello se mantuvo el potencial entre cátodo y ánodo con un valor constante de 22 V y se varió la intensidad de corriente del arco, tomando los valores de 50, 70, 100, 130 y 150 A al utilizar cátodos de tungsteno y los valores de 30, 50, 70, 100, 130, 150, 180 y 200 A al utilizar cátodos de tungsteno toriado. En todas las experiencias se utilizó como gas plasmógeno una mezcla de argón e hidrógeno, manteniendo un flujo constante de 20 slm con la proporción de 98% de argón y 2% de hidrógeno.

Con cada una de las intensidades de corriente se hicieron los siguientes estudios:

- Se exploró por microscopía electrónica (SEM) y por análisis EDX la superficie de los cátodos antes y después de su funcionamiento. El estudio por SEM permitió determinar los cambios morfológicos producidos en la superficie catódica debido al funcionamiento de los cátodos en el arco, mientras que el análisis EDX dio información sobre los cambios en las proporciones de los elementos químicos presentes en la superficie de los cátodos antes y después de la utilización de los mismos.
- Se midió mediante pirometría de un color la temperatura en la punta de los cátodos durante su funcionamiento en el arco.
- Se midió el área de la zona ocupada por el spot y se determinó la densidad de corriente en el spot.
- Se determinó el valor de la función trabajo efectiva de los cátodos.

- Se determinó el valor del campo eléctrico en la superficie del spot y la corrección de Schottky.
- Se midió la erosión (cociente entre la masa perdida y la cantidad de carga que ha atravesado al cátodo) producida en los cátodos por el arco.

Los principales resultados obtenidos son los siguientes:

1. Se ha comprobado que el arco de plasma permanece anclado e inmóvil en la punta de los dos tipos de cátodos estudiados para las condiciones de potencial interelectródico e intensidad de corriente utilizadas. Las puntas de los cátodos de tungsteno se funden y se deforman para todas las intensidades de corriente estudiadas, mientras que en los cátodos de tungsteno toriado la punta del electrodo mantiene su forma cónica, produciéndose sólo pequeñas deformaciones en el extremo de la punta.

2. Después de la utilización de los cátodos de tungsteno en el arco, en la superficie del cátodo aparece una zona lisa, que corresponde al spot, en la que el material catódico se ha fundido. El resto del cátodo muestra características morfológicas similares a las del cátodo sin usar, si bien cerca de la zona ocupada por el spot las estrías presentes en la superficie de los cátodos sin usar aparecen suavizadas. Las dimensiones de la zona lisa fueron medidas para cada intensidad de corriente.

El análisis EDX muestra en la zona del spot y en el resto del cátodo una proporción de elementos químicos (tungsteno y oxígeno) similar a la de un cátodo sin usar, lo que indica que no se produce contaminación del cátodo durante su utilización en atmósfera abierta.

3. Después de la utilización de los cátodos de tungsteno toriado en el arco, aparecen sobre la superficie catódica cuatro zonas de morfología y composición diferentes. La primera zona, en la punta del cátodo, es una zona de alta porosidad y sin torio, que corresponde al spot catódico. A continuación aparece la segunda zona, despoblada de torio pero menos porosa que el spot. La tercera zona tiene características morfológicas y de composición química similares a las de un cátodo sin usar, y se

extiende desde el final de la segunda zona hasta la cuarta zona, que está constituida por un anillo de cristales de torio depositados sobre la superficie del cátodo. La mayor anchura del anillo de torio se alcanza a la intensidad de 70 A. Las dimensiones de estas zonas para cada intensidad de corriente fueron medidas. El resto del cátodo se mantiene inalterado.

4. Se realizaron mediciones de temperatura del spot catódico con un espectrómetro de bajo costo mediante pirometría de un color. Se determinó así en los cátodos de tungsteno y de tungsteno toriado la dependencia de la temperatura del spot con la intensidad de corriente. Los valores obtenidos concuerdan con mediciones de temperatura de la punta del cátodo que se encuentran diseminadas en diferentes trabajos.

En el rango de intensidades estudiadas, la temperatura del spot en los cátodos de tungsteno crece lentamente desde aproximadamente 3600 K hasta aproximadamente 3760 K al aumentar la intensidad desde 50 A hasta 100 A, y después se mantiene prácticamente constante.

En los cátodos de tungsteno toriado la temperatura del spot aumenta rápidamente desde aproximadamente 2880 K hasta aproximadamente 3630 K al aumentar la intensidad de corriente de 30 a 130 A, aumentando la temperatura más lentamente a intensidades mayores hasta alcanzar aproximadamente 3700 K a 200 A. Para todas las intensidades de corriente la temperatura del spot en los cátodos de tungsteno es mayor que en los de tungsteno toriado.

5. El área ocupada por el spot en ambos tipos de cátodo tiende a aumentar al aumentar la intensidad de corriente, lo que hace que la dependencia de la densidad de corriente con la intensidad de corriente del arco no sea estrictamente lineal. El área del spot en los cátodos de tungsteno toriado es un orden menor que en los de tungsteno, lo que hace que la densidad de corriente en estos últimos cátodos sea un orden menor que en los de tungsteno toriado. En los cátodos de tungsteno la densidad de corriente aumenta de $5 \times 10^7 \text{ Am}^{-2}$ a 50 A hasta $1 \times 10^8 \text{ Am}^{-2}$ a 150 A, mientras que en los de tungsteno toriado aumenta de $4 \times 10^8 \text{ Am}^{-2}$ a 30 A hasta $2 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ a 200 A.

6. Tanto en los cátodos de tungsteno como en los de tungsteno toriado la densidad de corriente en el spot aumenta exponencialmente al aumentar la temperatura de éste.

7. La función trabajo efectiva de los cátodos de tungsteno no cambia al variar la intensidad de corriente dentro del rango estudiado, manteniendo un valor constante de 4.1 eV.

En los cátodos de tungsteno toriado la función trabajo efectiva crece rápidamente desde 2.6 eV a 30 A hasta 3.0 eV a 150 A. A partir de esta intensidad la función trabajo efectiva aumenta muy lentamente, alcanzando el valor 3.1 eV a 200 A. La función trabajo efectiva del tungsteno toriado muestra una dependencia lineal con la temperatura del spot.

8. El campo eléctrico en el spot en ambos tipos de cátodos es prácticamente independiente de la intensidad de corriente dentro del rango estudiado e igual a $1.2 \times 10^8 \text{ Vm}^{-1}$.

La corrección de Schottky a la función trabajo es igual a 0.4 eV en ambos tipos de cátodo y es independiente de la intensidad de corriente dentro del rango de intensidades estudiado.

9. Al sumar la corrección de Schottky a la función trabajo efectiva que hemos determinado para el tungsteno se obtiene una función trabajo de 4.55 eV, que está en buen acuerdo con el valor aceptado para este material.

Para los cátodos de tungsteno toriado la función trabajo efectiva más la corrección de Schottky llevan a un valor de la función trabajo que varía desde aproximadamente 3.0 eV a bajas temperaturas ($T \approx 2900 \text{ K}$) hasta 3.5 eV a altas temperaturas ($T \approx 3700 \text{ K}$). Estos valores indican que la función trabajo del cátodo corresponde al de una capa de torio sobre tungsteno policristalino, siendo la variación en el valor de la función trabajo producida por la variación de la densidad superficial de dicha capa.

10. La erosión en los cátodos de tungsteno toriado es siempre menor que $5.5 \times 10^{-9} \text{ gC}^{-1}$ salvo para la intensidad crítica de 50 A en que toma el valor de $1 \times 10^{-8} \text{ gC}^{-1}$. A bajas intensidades de corriente la erosión es mayor que la erosión máxima producida por evaporación del material catódico. Esto sugiere la presencia de un mecanismo de erosión diferente a la evaporación, que sería de mayor importancia relativa a bajas intensidades de corriente.

CAPITULO 1. INTRODUCCIÓN.....	1
1.- ARCOS ELÉCTRICOS.....	2
2.- CÁTODOS TERMOIÓNICOS.....	7
2.1.- INTERACCIÓN ARCO-CÁTODO.....	7
2.2.- MECANISMOS DE EMISIÓN.....	12
2.3.- CÁTODOS BINARIOS.....	17
3.- ESTADO ACTUAL DEL ESTUDIO EXPERIMENTAL DE CÁTODOS REFRACTARIOS EN ANTORCHAS DE PLASMA...	20
4.- OBJETIVOS.....	24
CAPITULO 2. MÉTODOS EXPERIMENTALES.....	27
1.- MÉTODOS DE MEDIDA DE LA TEMPERATURA DEL CÁTODO.....	27
1.1.- MÉTODO DEL BRILLO Y PIROMETRÍA DE RADIACIÓN TOTAL.....	29
1.2.- PIROMETRÍA DE UN COLOR.....	31
1.3.- PIROMETRÍA MULTI-LONGITUD DE ONDA.....	32
1.4.- COMPARACIÓN.....	38

2.- MICROSCOPIA ELECTRÓNICA DE BARRIDO (SEM).	42
3.- ESPECTROSCOPIA DE RAYOS X POR DISPERSIÓN DE ENERGÍA (EDX).	44
CAPITULO 3. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL.	49
1.- EQUIPAMIENTO UTILIZADO.	49
2.- MONTAJE EXPERIMENTAL.	56
CAPITULO 4. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.	60
1.- ESTABLECIMIENTO DEL ARCO.	60
2.- MEDIDA DE LA TEMPERATURA DE LA SUPERFICIE CATÓDICA.	61
2.1.- CALIBRACIÓN DEL EQUIPO.	62
2.2.- PROCEDIMIENTO DE MEDIDA.	67
3.- OBSERVACIÓN DE LA SUPERFICIE CATÓDICA DURANTE SU FUNCIONAMIENTO.	70
4.- ESTUDIO DE LA MORFOLOGÍA Y COMPOSICIÓN SUPERFICIAL.	70
5.- MEDIDA DEL ÁREA EMISORA.	71
6.- MEDIDA DE LA EROSIÓN.	72

CAPITULO 5. RESULTADOS Y DISCUSIÓN.....	74
1.- ESTUDIO MORFOLÓGICO DE LA SUPERFICIE	
CATÓDICA.....	74
2.- COMPOSICIÓN DE LA SUPERFICIE CATÓDICA.....	83
3.- MEDICIÓN DE TEMPERATURA.....	89
4- DENSIDAD DE CORRIENTE.....	92
5- FUNCIÓN TRABAJO EFECTIVA Y CORRECCIÓN	
DE SCHOTTKY.....	98
6.- MEDICIONES DE EROSIÓN.....	107
 CONCLUSIONES.....	 113
 REFERENCIAS.....	 117
 ANEXO A: MODELO TEÓRICO PARA LA INTERACCIÓN	
ARCO-CÁTODOS.....	124
 ANEXO B: CÁLCULO DE LA TEMPERATURA POR PIROMETRÍA	
DE UN COLOR.....	129

LISTA DE FIGURAS

Figura	Descripción	Página
1.1	Clasificación de los modos de descarga eléctrica en corriente continua.	2
1.2	Distribución típica del potencial a lo largo del arco.	4
1.3	Configuración de arco transferido con la superficie del ánodo perpendicular al eje del arco y al flujo de gas plasmógeno.	6
1.4	Esquema de los procesos físicos que intervienen en un arco de plasma.	8
1.5	Esquema de la barrera de potencial para un electrón del metal en presencia de un campo eléctrico E . La superficie del metal está en $x = 0$ y el campo eléctrico está dirigido hacia ella.	16
2.1	Curvas de radiancia espectral a diferentes temperaturas, según la ley de Planck.	28
2.2	Esquema del dispositivo para la medida de la temperatura según el método de radiación polarizada.	30
2.3	Distribución de temperatura a lo largo de electrodos de W + 2% ThO ₂ en Argón.	32
2.4	Predicciones de temperatura realizadas con el método de pirometría de dos colores sobre una temperatura de 1000 K (sin tener en cuenta el ruido en la radiancia).	35
2.5	Predicciones de temperatura realizadas con el método de pirometría de dos colores suponiendo un ruido en la radiancia del 2% sobre una temperatura de 1000 K.	36

2.6	Perfil de temperatura para cátodos de tungsteno y de tungsteno toriado (2% en peso de ThO ₂) de 3.2 mm de diámetro y punta cónica con 60° de ángulo interior.	37
2.7	Comparación de la reflexión de un haz de luz para una superficie lisa (izquierda) y otra rugosa (derecha).	38
2.8	Emisividad espectral del tungsteno.	40
2.9	Comparación de la distribución de temperaturas en un cátodo de W + 2% ThO ₂ obtenida por pirometría de uno y dos colores.	41
2.10	Esquema general del SEM.	43
2.11	Esquema del detector de un EDX.	48
2.12	Espectro de emisión de rayos X de una acero inoxidable austenítico.	50
3.1	Esquema de la pistola utilizada.	49
3.2	Distintos tipos de punta de cátodos sobre un papel milimetrado.	51
3.3	Ánodo de cobre.	51
3.4	Espectros de radiación para un cuerpo tomado con distintos tiempos de integración.	53
3.5	Espectro de radiación para un cuerpo tomado con distintos tiempos de integración divididos por su tiempo correspondiente.	54
3.6	Montaje experimental.	56

3.7	Sujeción de la pistola.	57
4.1	Lámpara de calibración de tungsteno (izquierda). Montaje para la calibración del dispositivo experimental (derecha).	62
4.2	Espectros de emisión de la lámpara de referencia a 2500 K.	64
4.3	Líneas de emisión del argón (a), tungsteno (b) y torio (c) obtenidos del National Institute of Standards and Technology (NIST).	66
4.4	Punta de un electrodo de tungsteno sin usar (a), usada a $I = 50$ A (b) y a $I = 150$ A (c) durante 1 minuto. Imágenes obtenidas por SEM (ampliación $\times 30$).	67
4.5	Punta de un electrodo de tungsteno dopado con óxido de torio sin usar (a), usada a $I = 50$ A (b) y a $I = 150$ A (c) durante 1 minuto. Imágenes obtenidas por SEM (ampliación $\times 30$).	68
4.6	Ejemplo del espectro de emisión de un cátodo.	69
4.7	Ejemplo de fotografía SEM de un de cátodo de tungsteno usado (izquierda) y esquema de la fotografía (derecha).	71
5.1	Fotografías del cátodo de tungsteno en distintos instantes de tiempo después del inicio del arco con 100 A.	74
5.2	Fotografías del cátodo de tungsteno toriado en distintos instantes de tiempo después del inicio del arco con 100 A.	74
5.3	Fotografías de los cátodos de tungsteno usados con distintas intensidades de corriente (ampliación $\times 30$). Para cada intensidad se muestra el cátodo en funcionamiento (izquierda) y tras cortar el arco (derecha).	76

5.4	Fotografías SEM de la superficie de un cátodo de tungsteno sin usar (a) y usado a una intensidad de 70 A durante 5 minutos: zona fundida (b), zona normal cercana a la zona fundida (c) y zona normal lejana a la zona fundida (d) (ampliación $\times 2500$).	77
5.5	Fotografías SEM del extremo de la punta de un cátodo de tungsteno después de usarlo con una intensidad de 150 A durante 5 minutos (ampliación $\times 2500$).	78
5.6	Fotografías de los cátodos de tungsteno toriado usados con distintas intensidades de corriente (ampliación $\times 30$). Para cada intensidad se muestra el cátodo en funcionamiento (izquierda) y tras cortar el arco (derecha).	79
5.7	Zonas de la superficie del cátodo después de su funcionamiento en el arco (a) y fotografía SEM correspondiente al cátodo utilizado con la intensidad de 100 A (b). (ampliación $\times 30$).	80
5.8	Fotografías SEM de la superficie de un cátodo de tungsteno toriado usado a una intensidad de 100 A durante 10 minutos (ampliación $\times 2500$).	81
5.9	Fotografía SEM de la superficie de un cátodo de tungsteno sin usar. (ampliación $\times 2500$).	82
5.10	Fotografía SEM de la punta del cátodo de tungsteno toriado usado a 50 A en que se muestran las tres primeras zonas (ampliación $\times 100$).	83
5.11	Análisis EDX de la superficie de cátodos tungsteno tras su funcionamiento en el arco.	84

5.12	Análisis EDX de la zona del spot (zona I) en cátodos de tungsteno toriado tras su funcionamiento en el arco.	85
5.13	Análisis EDX de una región de la zona II cercana al spot, en cátodos de tungsteno toriado tras su funcionamiento en el arco.	86
5.14	Análisis EDX de una región de la zona II alejada del spot, en cátodos de tungsteno toriado tras su funcionamiento en el arco.	86
5.15	Análisis EDX de la zona III en los cátodos de tungsteno toriado tras su funcionamiento en el arco.	87
5.16	Análisis EDX del anillo de torio de cátodos tungsteno toriado tras su funcionamiento en el arco.	88
5.17	Dependencia de la temperatura del spot con la intensidad de corriente en cátodos de tungsteno (W) y de tungsteno toriado (W+Th).	91
5.18	Dependencia de la densidad de corriente en el spot con la intensidad de corriente del arco en cátodos de tungsteno.	94
5.19	Dependencia de la densidad de corriente en el spot con la intensidad de corriente del arco en cátodos de tungsteno toriado.	95
5.20	Dependencia de la densidad de corriente en el spot con la temperatura del spot en cátodos de tungsteno.	97
5.21	Dependencia de la densidad de corriente en el spot con la temperatura del spot en cátodos de tungsteno toriado.	97
5.22	Función trabajo efectiva frente a la intensidad de corriente en cátodos de tungsteno.	100

5.23	Función trabajo efectiva frente a la temperatura del spot en cátodos de tungsteno.	101
5.24	Función trabajo efectiva en función de la intensidad de corriente para cátodos de tungsteno toriado.	102
5.25	Función trabajo efectiva en función de la temperatura del spot en cátodos de tungsteno toriado.	102
5.26	Erosión frente a la intensidad de corriente en cátodos de tungsteno.	108
5.27	Erosión frente a la intensidad de corriente en cátodos de tungsteno toriado.	109

LISTA DE TABLAS

Tabla	Descripción	Página
1.1	Diferencias básicas entre emisión por efecto campo y emisión termoiónica.	12
2.1	Comparación de resultados obtenidos usando reflectometría láser y el método de radiación polarizada.	39
4.1	Verificación del método de medida de temperatura.	65
5.1	Distancia interelectródica d_i para un potencial de 22 V a diferentes intensidades en cátodos de tungsteno y tungsteno toriado.	75
5.2	Distancia desde la punta de los cátodos de tungsteno al final de la zona fundida (d_f), tras su utilización en el arco a diferentes intensidades de corriente.	78
5.3	Distancias desde la punta del cátodo de tungsteno toriado al final de la zona I ($d1$), al final de la zona II ($d2$) y al centro de la zona IV ($d3$); y anchura de la zona IV (w) para diferentes intensidades del arco.	81
5.4	Medidas de temperatura del spot catódico (T) para diferentes intensidades en cátodos de tungsteno (W) y de tungsteno toriado ($W + Th$).	90
5.5	Medidas del área del spot catódico (S) y de la densidad de corriente (j) para diferentes intensidades de corriente en cátodos de tungsteno (W) y de tungsteno toriado ($W + Th$).	93
5.6	Densidades de corriente (j) correspondientes a las temperaturas (T) obtenidas con las diferentes intensidades del arco en cátodos de tungsteno (W) y de tungsteno toriado ($W+Th$).	96

5.7	Función trabajo efectiva (φ) correspondiente a las diferentes intensidades del arco y temperaturas del spot en los cátodos de tungsteno (W) y de tungsteno toriado (W+Th).	100
5.8	Función trabajo propia del material catódico (φ_0) y campo eléctrico (E) para las diferentes intensidades de corriente en cátodos de tungsteno (W) y de tungsteno toriado (W+Th).	105
5.9	Pérdida de masa (Δm) y erosión (Δm^*) para las diferentes intensidades de corriente en cátodos de tungsteno (W) y de tungsteno toriado (W + Th).	108
5.10	Cota máxima de la erosión por evaporación (Δm_m^*) y cociente de esta cota con la erosión experimental ($\Delta m_m^*/\Delta m^*$) en cátodos de tungsteno toriado.	112

NOMENCLATURA

Símbolo	Descripción	Unidades
A_D	Constante de Richardson-Dushman	$\text{Am}^{-2}\text{K}^{-2}$
C	Ecuación de la curva del perfil del cátodo	
C_d	Rama derecha de la ecuación del perfil del cátodo	
C_i	Rama izquierda de la ecuación del perfil del cátodo	
$C_{(i)}$	Concentración de un elemento en una muestra patrón	ppm
C_1	Primera constante de radiación de Planck	Wm^2
C_2	Segunda constante de radiación de Planck	m K
d_A	Anchura de la región anódica	m
d_C	Anchura de la región catódica	m
d_i	Distancia interelectródica	m
d_f	Distancia desde la punta del cátodo de tungsteno puro al final de la zona fundida	m
d_1	Distancia desde la punta del cátodo de tungsteno toriado al final de la zona del spot	m
d_2	Distancia desde la punta del cátodo de tungsteno toriado al final de la zona despoblada de torio	m

d_3	Distancia desde la punta del cátodo de tungsteno toriado al centro del anillo de torio	m
$D_{i0\infty}$	Coefficiente de difusión de los iones entre sus neutros evaluada en la frontera entre la prevaina y el plasma	m^2s^{-1}
e	Carga elemental	C
E	Campo eléctrico	Vm^{-1}
E_{AR}	Potencial de ionización del gas plasmógeno	V
F	Frontera entre la vaina y la prevaina de la región catódica	
G	Constante de proporcionalidad del sistema óptico	
h	Constante de Planck	Js
I	Intensidad de corriente del arco	A
I_i	Intensidad de rayos X de un elemento en una muestra	Arbitrarias
$I_{(i)}$	Intensidad de rayos X de un elemento en una muestra patrón	Arbitrarias
$I_{\text{emitida}}^{\text{calibración}}$	Intensidad luminosa teórica proveniente de la lámpara de calibración	$\text{Wm}^{-3}\text{sr}^{-1}$

$I_{medida}^{calibracion}$	Intensidad luminosa experimental proveniente de la lámpara de calibración	Arbitrarias
$I_{emitida}^{objeto}$	Intensidad luminosa teórica proveniente del objeto	$\text{Wm}^{-3}\text{sr}^{-1}$
I_{medida}^{objeto}	Intensidad luminosa experimental proveniente del objeto	Arbitrarias
j	Densidad de corriente total	Am^{-2}
j_{ed}	Densidad de corriente debida a los electrones back-diffusion	Am^{-2}
j_e	Densidad de corriente electrónica por emisión termoiónica	Am^{-2}
j_i	Densidad de corriente iónica	Am^{-2}
J	Flujo total de partículas	$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$
J_{ed}	Flujo de electrones back-diffusion	$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$
J_e	Flujo de electrones por emisión termoiónica	$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$
J_i	Flujo total de iones	$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$
J_{ic}	Flujo de iones debido a los átomos de material catódico evaporados	$\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$
k	Constante de Boltzmann	JK^{-1}
k_r	Constante de recombinación iónica	m^6s^{-1}

k_t	Coeficiente de conductividad térmica	$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$
K_i	Concentración del elemento i-ésimo en una muestra	ppm
L_v	Calor latente de vaporización	Jkg^{-1}
m	Masa atómica	kg
m_e	Masa del electrón	kg
m_i	Masa iónica	kg
n_{es}	Densidad de electrones entre la vaina y la prevaina	m^{-3}
$n_{e\infty}$	Densidad de electrones entre la prevaina y el plasma	m^{-3}
n_{is}	Densidad de iones entre la vaina y la prevaina	m^{-3}
$n_{i\infty}$	Densidad de iones entre la prevaina y el plasma	m^{-3}
N_λ	Radiancia espectral emitida por un cuerpo real	$\text{Wm}^{-3}\text{sr}^{-1}$
N'_λ	Radiancia espectral emitida por un cuerpo negro	$\text{Wm}^{-3}\text{sr}^{-1}$
p	Presión	Pa
p_v	Presión de vapor	Pa
q	Flujo de energía total del plasma al cátodo	Wm^{-2}
q_e	Flujo de energía debido a la emisión de electrones por efecto termoiónico	Wm^{-2}

q_{ed}	Flujo de energía debido a los electrones back-diffusion	Wm^{-2}
q_i	Flujo de energía debido al impacto iónico	Wm^{-2}
q_{r-e}	Flujo de energía debido a la radiación y evaporación	Wm^{-2}
\vec{q}	Vector de onda	m^{-1}
R	Radiancia	Wm^{-2}
$R_{(\lambda)}$	Respuesta espectral del sistema óptico	
R_{12}	Cociente entre los flujos de energías emitidos en dos longitudes de onda distintas λ_1 y λ_2	
S	Área emisora de electrones del cátodo	m^2
S_d	Área emisora de electrones del cátodo calculada con la rama derecha de la ecuación del perfil	m^2
S_i	Área emisora de electrones del cátodo calculada con la rama izquierda de la ecuación del perfil	m^2
t	Tiempo	s
T	Temperatura de la superficie catódica	K
T_a	Temperatura aparente	K
T_e	Temperatura electrónica	K

T_f	Temperatura de fusión	K
u_i	Velocidad térmica	ms^{-1}
U	Caída de potencial total entre electrodos	V
U_A	Caída de potencial anódica	V
U_C	Caída de potencial catódica	V
U_d	Caída de potencial en la vaina	V
U_i	Caída de potencial en la prevaina	V
v_s	Velocidad de Bohm	ms^{-1}
v_+	Máxima velocidad de entrada de un ión en la vaina	ms^{-1}
v_-	Mínima velocidad de entrada de un ión en la vaina	ms^{-1}
V	Diferencia de potencial interelectrónica	V
w	Anchura del anillo de torio en cátodos de tungsteno toriado	m
W	Energía de un electrón	J
W_F	Energía de Fermi	J
Z	Carga efectiva de los iones, igual al cociente entre la carga media de los iones y la carga elemental	

SÍMBOLOS GRIEGOS

Símbolo	Descripción	Unidades
α	Parámetro del plasma	
α_L	Coefficiente de dilatación térmica lineal	K^{-1}
Γ	Flujo neto de evaporación	$m^{-2}s^{-1}$
Γ_m	Flujo neto máximo de evaporación	$m^{-2}s^{-1}$
Γ_0	Flujo de átomos evaporados	$m^{-2}s^{-1}$
Δm	Pérdida de masa	$kg\ C^{-1}$
Δm^*	Erosión	$kg\ C^{-1}$
Δm_m^*	Erosión máxima	$kg\ C^{-1}$
ε	Emisividad hemisférica total	
ε_o	Permitividad del vacío	Fm^{-1}
ε_λ	Emisividad espectral	
θ	Ángulo de incidencia	rad
λ	Longitud de onda	m
ν	Probabilidad de escape	
ρ_λ	Reflectividad espectral	
σ_s	Constante de Stefan-Boltzmann	$Wm^{-2}K^{-4}$

σ^*	Densidad superficial	m^{-2}
φ	Función trabajo efectiva del material catódico	J
φ_0	Función trabajo del material catódico	J
φ_{Sch}	Corrección de Shottky a la función trabajo del material catódico	J

Capítulo 1

Introducción

CAPITULO 1. INTRODUCCIÓN

Las antorchas cuyo plasma se genera mediante un arco eléctrico son dispositivos muy usados en las aplicaciones industriales de tratamiento de superficies y procesamiento de materiales. Sin embargo, nuestra comprensión del funcionamiento de los electrodos es insuficiente para ejercer el control deseado sobre el comportamiento del arco.

Uno de los tipos de cátodos más utilizados en las antorchas de plasma son los cátodos termoiónicos, por lo que se encuentran entre los electrodos más estudiados. Sin embargo, existen todavía lagunas importantes en la literatura científica en lo referente a sus parámetros de trabajo. En particular, no hay suficientes datos experimentales acerca de la temperatura de trabajo del cátodo como función de la intensidad del arco, ni de la variación de la función trabajo efectiva con la temperatura de trabajo del cátodo. Destaquemos que esta temperatura en los arcos de alta intensidad de corriente es uno de los principales parámetros para la determinación del modo de operación del cátodo.

Este modo de operación está determinado en gran medida por la interacción arco-cátodo. Para mejorar la comprensión de esta interacción se requieren más datos experimentales, especialmente aquellos referidos a la superficie del cátodo durante el funcionamiento del arco. Por otra parte, no se han realizado medidas fiables del área emisora de electrones, lo que impide el conocimiento preciso de la densidad de corriente en el cátodo y la evaluación de la densidad de corriente por emisión termoiónica en las condiciones reales de trabajo de los cátodos en las antorchas. Todos estos datos experimentales son necesarios, además, para validar los modelos teóricos hasta ahora desarrollados y valorar las aproximaciones realizadas en ellos.

1.- ARCOS ELÉCTRICOS

Todos los gases a temperatura ambiente son buenos aislantes eléctricos. Para lograr que sean conductores se debe generar un número suficiente de cargas libres. A temperatura ambiente hay un cierto número de cargas libres (10^6 electrones por metro cúbico aproximadamente en aire a presión atmosférica) que son las responsables de la ruptura dieléctrica del gas al aplicar un campo eléctrico intenso entre dos electrodos,

aunque no son suficientes para obtener una conductividad eléctrica apreciable. La ruptura dieléctrica de un gas no conductor se produce a través de un “camino” conductor entre los electrodos. El paso de la corriente eléctrica entre los electrodos induce un conjunto de fenómenos en el gas conocidos como descargas eléctricas en gases [Raizer, 1991].

Entre los electrodos de estas descargas eléctricas se genera un plasma, que consiste en una mezcla de iones, electrones y partículas neutras. La composición y la distribución del plasma entre los electrodos dependen del modo y de los parámetros de la descarga. La Figura 1.1 muestra esquemáticamente los distintos tipos de descarga que ocurren en un reactor con una presión de 10^{-3} atm y una separación entre electrodos de varios centímetros, en función de la intensidad de corriente de trabajo [Pfender, 1978].

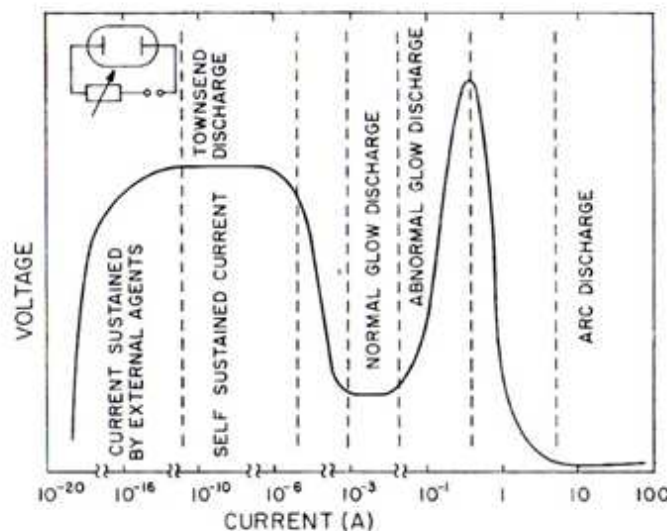


Figura 1.1. Clasificación de los modos de descarga eléctrica en corriente continua.

Después de conseguir la ruptura dieléctrica, la corriente que fluye entre los electrodos se puede incrementar en varios órdenes de magnitud, partiendo de un orden típico para la ruptura dieléctrica de 10^{-10} a 10^{-8} A. En este proceso, la descarga pasa por un número de modos bien conocidos como se muestran en la Figura 1.1. Después de que la descarga alcanza un voltaje máximo, éste desciende bruscamente hasta llegar a la región de descarga de arco. El voltaje requerido para mantener una descarga de arco es mucho menor que para los demás tipos de descarga. Para establecer un arco eléctrico no

es necesario pasar por los diferentes modos de operación, ya que existen diferentes técnicas para su iniciación.

Las principales características de un arco eléctrico son una densidad de corriente alta, una caída de potencial catódica baja y una luminosidad de la columna alta.

La densidad de corriente de una columna de arco puede alcanzar valores superiores a 10^6 Am^{-2} , mientras que la densidad de corriente en una descarga luminiscente es de $10 - 10^2 \text{ Am}^{-2}$. La diferencia es todavía más pronunciada en los electrodos. Los arcos se pueden fijar a los electrodos, en particular al cátodo, en forma de pequeños spots en los cuales las densidades de corriente pueden ser superiores a 10^{10} Am^{-2} . La densidad de flujo de calor asociada es del orden $10^{10} - 10^{11} \text{ Wm}^{-2}$, lo que hace necesario tomar precauciones especiales para asegurar la integridad de los electrodos.

La distribución de potencial en un arco eléctrico tiene el comportamiento que se muestra en la Figura 1.2. El potencial cambia rápidamente cerca de los electrodos dando lugar a la caída de potencial catódica y anódica (simbolizada por U_C y U_A , respectivamente). La caída de potencial catódica tiene particular interés ya que tiene valores típicos del orden de 10 V mientras que en las descargas luminiscentes excede los 100 V. Esta relativamente pequeña caída de potencial catódica es consecuencia de la emisión de electrones mediante mecanismos más eficientes por parte de los cátodos comparados con los mecanismos de emisión que tienen lugar en las descargas luminiscentes. Estos mecanismos de emisión son capaces de suministrar una corriente electrónica del cátodo muy alta, del mismo orden que la corriente total de la descarga [Raizer, 1991]. La caída de potencial anódica tiene valores típicos del orden de 0.1 V.

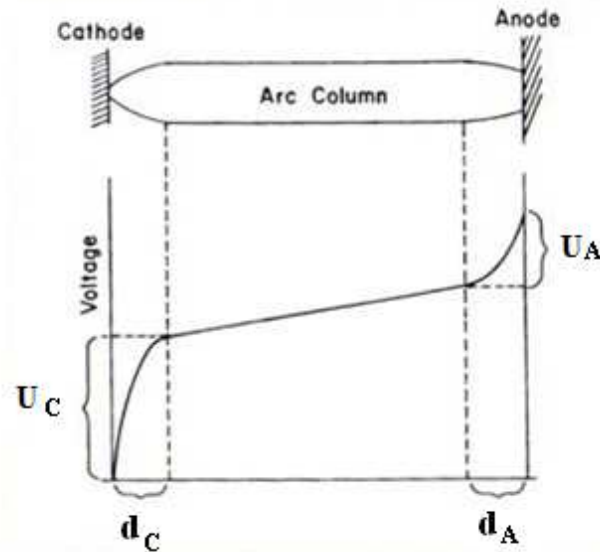


Figura 1.2. Distribución típica del potencial a lo largo del arco.

Se debe indicar que las caídas de potencial catódica (U_C) y anódica (U_A), así como las anchuras de la región catódica (d_C) y de la región anódica (d_A) mostradas en la Figura 1.2, han sido exageradas para mostrarlas. La anchura de las regiones catódica y anódica es del orden de $10^2 \mu\text{m}$ a presión atmosférica, mientras que la longitud total del arco es del orden de centímetros.

La alta luminosidad de la columna representa una forma útil de diferenciar la columna de un arco y la columna de otros modos de descarga cuando la presión es suficientemente alta ($>1 \text{ atm}$). La extrema luminosidad de la columna para los arcos eléctricos a estas presiones se puede emplear en numerosas aplicaciones en el campo de los sistemas de iluminación.

Los dispositivos más usados para la generación de un arco eléctrico son las antorchas de plasma. Se trata de equipos con un gran interés comercial debido sus aplicaciones, por ejemplo para el tratamiento de superficies, procesamiento de materiales, soldadura y corte. Las antorchas de plasma se pueden clasificar en función de la naturaleza y ubicación del ánodo. Se conoce como antorcha de arco transferido aquella en que el ánodo es exterior al dispositivo. A menudo, como ocurre en los equipos de corte y soldadura por plasma, la pieza procesada actúa como ánodo. En un arco no transferido ambos electrodos, ánodo y cátodo, se encuentran integrados en la antorcha. La descarga eléctrica se produce entre los electrodos sin que la pieza a tratar sea uno de

ellos, configuración empleada en los equipos de proyección térmica y tratamiento de superficies.

El diseño de los electrodos determina el funcionamiento de las antorchas de plasma, por lo que se han realizado un gran número de investigaciones para mejorar la comprensión de los fenómenos de interacción entre los arcos y los electrodos. Sin embargo, la descripción de la interacción arco-electrodo es difícil a causa de la gran cantidad de fenómenos físicos presentes que están determinados por los diferentes parámetros del arco. Debido a esto es fundamental la obtención de la mayor información posible desde el punto de vista experimental.

La superficie del electrodo es la zona de terminación del arco, por lo tanto, la frontera entre el plasma, cuya temperatura típica está entre 15000 K y 30000 K, y el material sólido, a una temperatura inferior a 4000 K. El papel que juega cada electrodo en la descarga es diferente. Mientras que el ánodo es un colector pasivo de electrones para asegurar la continuidad de la corriente, el cátodo tiene que proveer los electrones requeridos por el arco. El diseño del cátodo es el factor principal para la determinación de la corriente de trabajo y la potencia del arco así como su mantenimiento, mientras que el diseño del ánodo determina el calor transferido [Heberlein, 1999].

Los tipos de ánodos se clasifican en función de la geometría del anclaje del arco de plasma. La configuración habitual de los dispositivos de arco transferido es la colocación del ánodo con el eje del arco y el flujo de gas perpendiculares a su superficie (Figura 1.3). En los dispositivos de arco no transferido se coloca el ánodo con el eje del arco y el flujo de gas paralelos a su superficie. El primer tipo de ánodo se utiliza para operaciones de alta intensidad de corriente mientras que el segundo tipo se utiliza para operaciones con alto voltaje.

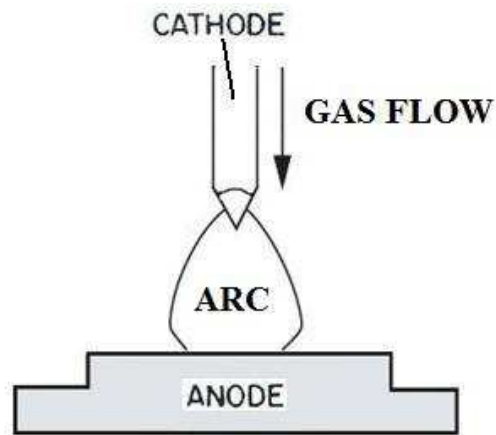


Figura 1.3. Configuración de arco transferido con la superficie del ánodo perpendicular al eje del arco y al flujo de gas plasmógeno.

En las antorchas de arco transferido industriales no existe un material estándar para el ánodo ya que es la pieza que se va a trabajar. A nivel científico se suelen utilizar ánodos de grafito o de cobre refrigerado. Se utiliza el grafito como material anódico ya que es un material refractario buen conductor del calor que sublima a altas temperaturas en lugar de fundirse y no requiere refrigeración. Su principal inconveniente es que al evaporarse se puede contaminar el plasma y el cátodo. Al utilizar ánodos de cobre refrigerado se elimina este problema ya que no llegan a fundirse.

Los cátodos se clasifican según el mecanismo por el cual los electrones son emitidos. En los cátodos no termoiónicos o “fríos” la emisión de electrones se produce por efecto campo y se usan para la obtención de niveles altos de potencia basados en diseños de antorchas de alto voltaje. En los cátodos termoiónicos o “calientes” la emisión de electrones se produce por emisión termoiónica. Estos cátodos cubren un amplio rango de intensidades de arco y se utilizan para la obtención de altos niveles de potencia a través del uso de altas intensidades.

Generalmente los cátodos no termoiónicos son de cobre. Los cátodos termoiónicos, debido a las altas temperaturas que deben soportar, se fabrican con materiales refractarios como grafito, molibdeno o tungsteno. Tanto los mecanismos de emisión como las características de los cátodos termoiónicos se tratarán en los siguientes epígrafes.

2.- CÁTODOS TERMOIÓNICOS

En este apartado se describirán los procesos más importantes que determinan la interacción entre el arco de plasma y el cátodo; en particular, la emisión de electrones por parte del cátodo, que es uno de los fenómenos básicos en la refrigeración del cátodo y el mantenimiento de la descarga. Por ello se analizarán a continuación los principales mecanismos de emisión electrónica de un cátodo que tienen lugar en función del material catódico y de las condiciones de trabajo del mismo. Finalmente nos centraremos en el estudio de los cátodos binarios como un caso particular de los cátodos termoiónicos, con características de funcionamiento muy atractivas en las condiciones de operación de un arco eléctrico.

2.1.- INTERACCIÓN ARCO-CÁTODO

La región catódica es la zona del plasma que se encuentra en la proximidad de la superficie catódica y que la separa del resto del plasma en equilibrio termodinámico local (LTE). El estudio de esta zona es de importancia puesto que ella constituye la interfase arco-cátodo y, por tanto, en ella se producen los procesos que determinan el comportamiento del cátodo.

Es usual dividir la región catódica en diferentes zonas (Figura 1.4):

- La vaina: una primera zona contigua al cátodo y espacialmente cargada donde se produce prácticamente toda la caída de potencial catódico. Se encuentra caracterizada por la longitud de Debye con una anchura del orden de $0.5 \mu\text{m}$. No existe cuasineutralidad y puede suponerse no colisional ya que sus dimensiones son menores que el recorrido libre medio de cualquiera de las especies presentes.
- La prevaina: una segunda zona donde se producen los fenómenos de ionización, difusión ambipolar y recombinación tanto de los átomos del gas plasmógeno utilizados para la formación del arco de plasma como de los átomos evaporados de material catódico. Se viola el equilibrio de ionización-recombinación pero

existe cuasineutralidad. Su anchura característica es del orden de $10^2 \mu\text{m}$. Se extiende desde la frontera con la vaina hasta alcanzar la zona del plasma que se encuentra en equilibrio termodinámico local (LTE).

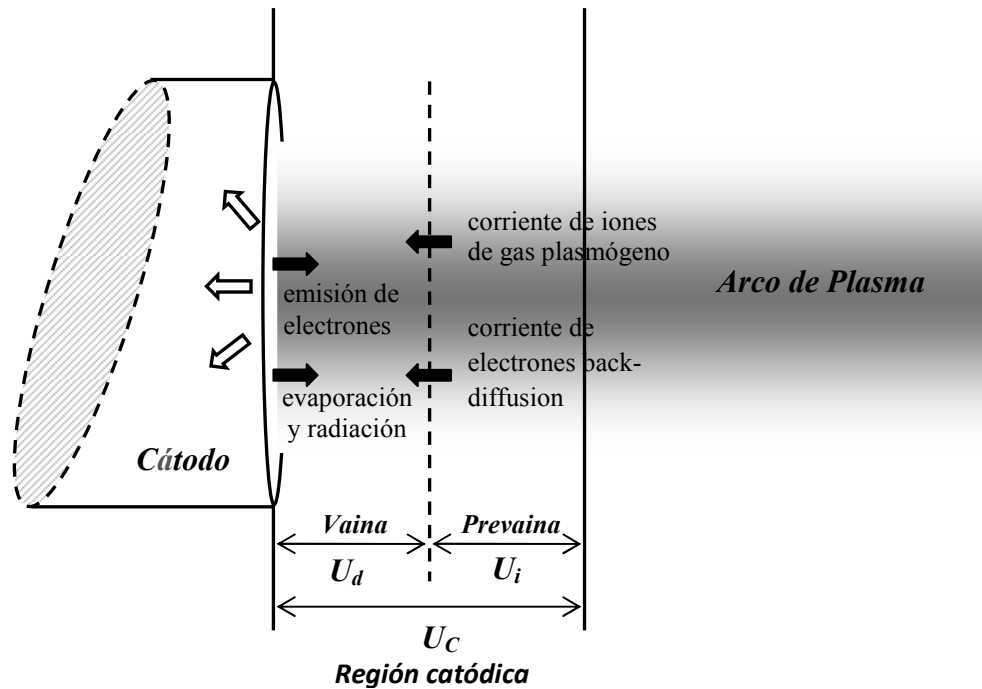


Figura 1.4. Esquema de los procesos físicos que intervienen en un arco de plasma.

En ocasiones se divide la zona de la prevaina en dos subzonas: la zona de ionización y la zona de relajación térmica. La primera zona tiene una anchura del orden de $10 \mu\text{m}$, que es el orden de la longitud del recorrido libre medio de las colisiones entre iones y neutros y en ella se producen los procesos de ionización y recombinación. La zona de relajación térmica tiene una anchura del orden de $10^2 \mu\text{m}$ y es donde se produce la termalización de las partículas pesadas.

En la zona de ionización la energía de los electrones que han sido emitidos del cátodo y acelerados por la caída de potencial de la vaina permite la ionización de los átomos neutros.

El flujo de calor q en la superficie del cátodo está dado por

$$q = q_i + q_{ed} - q_e - q_{r-e}, \quad (1.1)$$

donde q_i el flujo de energía hacia la superficie debido al impacto iónico, q_{ed} el flujo de energía debido a los electrones back-diffusion, q_e el flujo de energía debido a la emisión de electrones por efecto termoiónico y q_{r-e} el flujo de energía emitida debido a la radiación y evaporación en la superficie del cátodo. Este flujo de energía determina la temperatura de la superficie del cátodo, la cual a su vez determina la emisión de electrones e influye de manera importante en las propiedades del plasma.

El término q_i tiene en cuenta el calentamiento de la superficie del cátodo debido al bombardeo por parte de los iones del gas plasmógeno procedentes de la prevaina que son acelerados bajo la acción del campo eléctrico en la vaina. Está dado por

$$q_i = J_i \left(\frac{kZT_e}{2} + ZeU_d + E_{AR} - Z\phi \right), \quad (1.2)$$

donde J_i es el flujo de iones, k es la constante de Boltzmann, Z es la carga efectiva de los iones, T_e es la temperatura electrónica del plasma, e la carga elemental, U_d es la caída de potencial en la vaina, E_{AR} es el potencial de ionización del gas plasmógeno y ϕ es la función trabajo efectiva del material catódico que se describirá detalladamente en el siguiente epígrafe.

El término q_{ed} es el flujo de energía debido a los electrones del plasma que poseen suficiente energía para superar la barrera de potencial de la región catódica y alcanzar la superficie del electrodo. La ecuación

$$q_{ed} = J_{ed} (2kT_e + \phi) \quad (1.3)$$

describe este término, siendo J_{ed} el flujo de electrones back-diffusion.

El término q_e es el flujo de energía que sale de la superficie del cátodo asociado a los electrones que se emiten desde ella por efecto termoiónico. Se describe según la ecuación

$$q_e = J_e (2kT + \phi), \quad (1.4)$$

donde J_e es el flujo de electrones de emisión termoiónica y T es la temperatura de la superficie del cátodo.

El término q_{r-e} describe la refrigeración de la superficie del cátodo por la emisión de energía por radiación y por la evaporación de átomos. Depende de la temperatura de la superficie del cátodo y está dado por

$$q_{r-e} = \sigma_s \varepsilon T^4 + (\Gamma - J_{ic})(L_v m_i + 2kT), \quad (1.5)$$

donde σ_s es la constante de Stefan-Boltzmann, ε es la emisividad de la superficie catódica, Γ es el flujo de partículas evaporadas del cátodo, J_{ic} es el flujo de iones correspondiente a la ionización de átomos del material catódico evaporado que regresan al cátodo, L_v es el calor latente de vaporización del material catódico y m_i es la masa de los iones.

De los cuatro términos descritos los más significativos son el calentamiento por impacto iónico y el enfriamiento por emisión de electrones, pudiendo despreciarse frente a ellos la energía emitida por radiación y evaporación, así como la energía absorbida asociada a los electrones provenientes del plasma frente a las anteriores [Zhou

y Heberlein, 1994]. Las densidades de corrientes correspondientes a cada flujo de partículas se obtienen como el producto de dicho flujo por la carga elemental.

Se han desarrollado numerosos modelos para la descripción de la región catódica, que pueden encontrarse, por ejemplo, en Benilov [2008]. De ellos destacaremos tres modelos desarrollados respectivamente por Morrow y Lowke, Benilov y Marotta, y Benilov y Cunha. Morrow y Lowke [1993] desarrollaron un modelo unidimensional para la región catódica en un arco de argón a 200 A con un cátodo de tungsteno toriado. El modelo utilizado comprende la resolución de tres ecuaciones acopladas: la ecuación de continuidad de la carga (que tiene en cuenta los procesos de difusión ambipolar, ionización y recombinación), la Ley de Ohm y la ecuación de balance de energía (que tiene en cuenta la conducción térmica, el calentamiento óhmico, la radiación del plasma y los efectos que ocurren en la superficie de los electrodos). Obtienen como solución la distribución de cargas y los perfiles del campo eléctrico y de la temperatura en la región modelada.

Benilov y Marotta [1995] desarrollaron un modelo de la región catódica basado en la descripción multifluidos del plasma que se expone detalladamente en el Anexo A de la presente tesis. Con este modelo se obtiene la caída de potencial en la vaina y en la prevaina, la densidad de corriente y el calor que se transmite del plasma al cátodo a partir de la temperatura electrónica y la temperatura de la superficie catódica. Benilov y Cunha [2002 y 2003] modificaron el modelo anterior mediante una mejora de la descripción de la región catódica para el cálculo de la distribución de temperaturas en el cátodo.

El desarrollo de modelos continúa activo hoy en día. Así, Cayla et al. [2008] modificaron el modelo de Benilov y Cunha [2002 y 2003] para tener en cuenta la emisión secundaria de electrones por impacto de los iones sobre la superficie catódica, y Ortega et al. [2009] han modelado la presencia en la región catódica de los átomos evaporados del cátodo.

2.2.- MECANISMOS DE EMISIÓN

Existen principalmente dos mecanismos de emisión de electrones de la superficie de los cátodos que operan en las descargas de arco: emisión por efecto campo y emisión por efecto termoiónico. Las diferencias básicas entre los dos mecanismos de emisión se presentan en la Tabla 1.1 [Neumann, 1987].

Mecanismo de emisión	Temperatura del cátodo (K)	Densidad de corriente (Am^{-2})	Presión	Anclaje arco-cátodo
Efecto campo	< 1500	10^{10} - 10^{12}	> atmosférica	Movimientos rápidos
Termoiónico	> 2000	10^7 - 10^8	\approx atmosférica	Fijo o movimientos lentos

Tabla 1.1. Diferencias básicas entre emisión por efecto campo y emisión termoiónica.

En condiciones intermedias de temperatura y densidad de corriente están presentes los dos mecanismos de emisión, dando lugar a lo que se conoce como emisión termo-campo.

Además de estos dos principales mecanismos de emisión de electrones existe la posible contribución de otros mecanismos secundarios. A la liberación de electrones del cátodo puede contribuir un aumento puntual del campo eléctrico debido a la variación estadística de la distribución espacial de cargas, el efecto Auger, el efecto fotoeléctrico, la excitación de átomos metaestables, una capa de óxido con carga positiva sobre la superficie del cátodo, zonas cargadas negativamente en el interior del cátodo o la disminución de la función trabajo producida por una capa de otro material sobre la superficie del cátodo (por ejemplo, torio sobre tungsteno [Estrup et al., 1966]). Estas posibilidades han sido resumidas por Guile [1971].

Emisión por efecto campo.

En los arcos con emisión por efecto campo el anclaje del arco se mueve rápidamente y de forma aleatoria sobre la superficie del cátodo, observándose claramente uno o varios pequeños spots independientes y muy brillantes. Estos spots están muy próximos entre sí a altas presiones, desapareciendo y reapareciendo simultáneamente en tiempos del orden de 10^{-4} s a pesar de las condiciones estables del

arco. El diámetro de estos spots es aproximadamente de $10^{-4} - 10^{-2}$ cm y su velocidad de $10^3 - 10^4$ cms⁻¹. Los pequeños spots pueden unirse dando lugar a uno más grande que se mueve con una velocidad aproximada de $10 - 10^2$ cms⁻¹.

La temperatura de trabajo del cátodo es inferior a la requerida por la emisión termoiónica. La erosión causada por los pequeños spots sobre la superficie del cátodo se cree debida a la explosión microscópica de pequeñas protuberancias en la superficie como respuesta a la alta concentración de corriente sobre ellas. La erosión producida por el spot mayor es de carácter térmico. Se debe al calentamiento y vaporización de partes macroscópicas de la superficie.

La intensidad de corriente típica de trabajo de estos arcos es de 10 A. Existe una intensidad de corriente mínima, entre 0.1 y 1 A, por debajo de la cual no se produce arco eléctrico. El número de spots se incrementa al aumentar la corriente manteniéndose la densidad de corriente en cada spot constante. La densidad de corriente reportada está entre 10^{10} y 10^{11} Am⁻², habiéndose reportado incluso 10^{12} Am⁻² en cátodos de cobre. Estos datos son imprecisos debido a la dificultad en la medición del tamaño de los spots.

Fowler y Nordheim [1928] describieron la emisión de electrones desde un metal debida a la presencia de un campo eléctrico muy intenso. La densidad de corriente electrónica j_e debida a la emisión por efecto campo se expresa según la ecuación

$$j_e = 1.54 \times 10^{-6} \frac{E^2}{\varphi_0} \exp \left[\frac{-6.83 \times 10^9 (\varphi_0)^{3/2}}{E} f \left(\frac{3.79 E^{1/2}}{\varphi_0} \times 10^{-5} \right) \right] \quad (1.6)$$

donde E es el campo eléctrico en la superficie del cátodo en Vm⁻¹, φ_0 es la función trabajo del material catódico en eV y j_e se obtiene en Am⁻². La función f es una función decreciente que varía desde $f(0) = 1$ hasta $f(1) = 0$. Esta ecuación es válida para campos eléctricos elevados (mayores que 10^9 Vm⁻¹) y bajas temperaturas catódicas (menores que 1500 K).

Mackeown [1929] estudió la dependencia del campo eléctrico en la región catódica con la caída de potencial catódica U_c , las densidades de corriente iónica j_i y electrónica j_e , llegando a la relación

$$E^2 = 7.6 \times 10^5 U_c^{1/2} \left[(1845 m_i)^{1/2} j_i - j_e \right], \quad (1.7)$$

donde m_i es el peso molecular en una, j_i y j_e están en Am^{-2} , U_c en V y E en Vm^{-1} .

Emisión termoiónica.

En la emisión termoiónica los electrones son liberados de un cátodo debido a su alta temperatura, por lo que sólo se da en electrodos con material catódico de muy alto punto de fusión. El anclaje del arco sobre el cátodo es fijo o con un movimiento muy lento. El arco se contrae frente al cátodo donde aparece un único spot con densidades de corriente entre 10^7 y 10^8 Am^{-2} .

La emisión termoiónica de electrones desde la superficie catódica es función de la temperatura superficial del cátodo y de su función trabajo ϕ_0 , definida como la energía mínima necesaria para arrancar un electrón del metal.

La densidad de corriente de emisión termoiónica puede obtenerse del modelo de electrones libres para un metal. Consideremos el eje X perpendicular a la superficie del metal, estando dicha superficie en el plano $x=0$, y el vacío en el semiespacio $x>0$. Para poder salir del metal un electrón debe tener la energía

$$W = \frac{\hbar^2 \vec{q}^2}{2m_e} + \phi_0 + W_F, \quad (1.8)$$

donde m_e es la masa del electrón, ϕ_0 es la función trabajo, W_F es la energía de Fermi y \vec{q} es el vector de onda del electrón. Además, la componente q_x del vector de onda debe ser mayor que cero para que el electrón salga del metal.

La probabilidad de que un electrón tenga la energía W está dada por la función de distribución de Fermi-Dirac

$$f(W, T) = \left[\exp\left(\frac{W - W_F}{kT}\right) + 1 \right]^{-1}, \quad (1.9)$$

donde T es la temperatura del cátodo. Sustituyendo (1.8) en (1.9) y teniendo en cuenta que $\exp(\phi_0/kT) \gg 1$ para los valores usuales de ϕ_0 y T , la ecuación (1.9) se reduce a

$$f(\vec{q}, T) \approx \exp\left[-\frac{\hbar^2 \vec{q}^2 / 2m_e + \phi_0}{kT}\right]. \quad (1.10)$$

La densidad de corriente de emisión puede escribirse como

$$j_e = -\frac{e\hbar}{4\pi^3 m_e} \int_0^\infty dq_x \int_{-\infty}^\infty dq_y \int_{-\infty}^\infty dq_z f(\vec{q}, T) q_x. \quad (1.11)$$

Sustituyendo (1.10) en (1.11) e integrando, se obtiene la expresión de Richardson-Dushman

$$j_e = A_D T^2 \exp\left(-\frac{\phi_0}{kT}\right), \quad (1.12)$$

siendo

$$A_D = \frac{em_e k^2}{2\pi^2 \hbar^2} = 1.2 \times 10^6 \text{ Am}^{-2} \text{K}^2 \quad (1.13)$$

la constante de Richardson-Dushman.

Los valores experimentales para A_D presentan desviaciones respecto al valor teórico dado por (1.13). Estas desviaciones están relacionadas con la validez de las suposiciones hechas al obtener la ecuación (1.12) [Seitz, 1940] tales como la suposición de que la superficie del electrodo es plana o que los electrones están estrictamente libres dentro del metal.

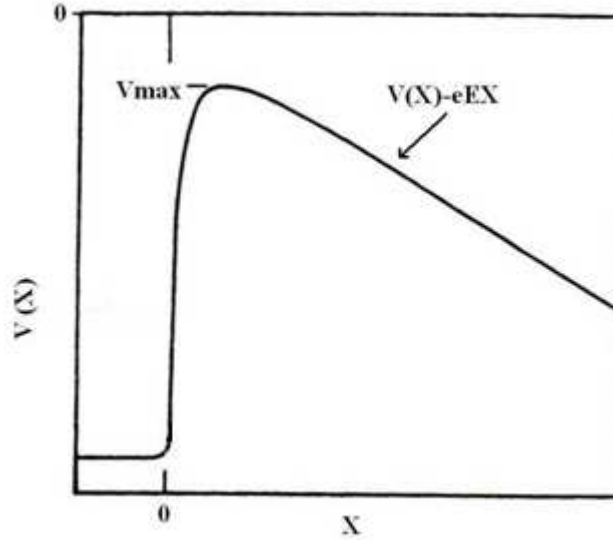


Figura 1.5. Esquema de la barrera de potencial para un electrón del metal en presencia de un campo eléctrico E . La superficie del metal está en $x = 0$ y el campo eléctrico está dirigido hacia ella.

El campo eléctrico en la vaina favorece la emisión de electrones desde un cátodo termoiónico al bajar la barrera de potencial (Figura 1.5), produciéndose el llamado efecto Schottky [Neumann, 1987]. En presencia de un campo eléctrico, la densidad de corriente de emisión está dada por la ecuación de Richardson-Dushman pero con la función trabajo efectiva φ en lugar de φ_0 :

$$j_e = A_D T^2 \exp\left(\frac{-\varphi}{kT}\right), \quad (1.14)$$

siendo

$$\varphi = \varphi_0 - \varphi_{Sch} \quad (1.15)$$

y φ_{Sch} es la corrección de Schottky, dada por

$$\varphi_{Sch} = e \left(\frac{eE}{4\pi\epsilon_o} \right)^{1/2}, \quad (1.16)$$

donde ϵ_o es la permitividad del vacío.

2.3.- CÁTODOS BINARIOS

Los cátodos termoiónicos alcanzan una temperatura lo suficientemente elevada (del orden 2000 - 4000 K) para emitir el número de electrones que requiere el arco por lo que se construyen con materiales refractarios capaces de soportar esas temperaturas. Frecuentemente se añade al material refractario un material con baja función trabajo, que actúa como dopante, para aumentar la emisión de electrones y lograr menores temperaturas de funcionamiento. Estos cátodos se conocen como cátodos binarios. Ellos combinan el alto punto de fusión del material refractario, que proporciona un cátodo resistente a la erosión, con la alta capacidad de emisión de electrones del dopante, que disminuye la temperatura de trabajo y, por tanto, también la erosión.

Como material refractario se usa principalmente el tungsteno, metal que tiene alto punto de fusión ($T_f = 3410$ °C a 1 atm), baja presión de vapor ($p_v = 4.27$ Pa a 20 °C), alta conductividad térmica ($k_t = 174$ Wm⁻¹K⁻¹ a 20 °C) y un coeficiente de dilatación térmica muy bajo ($\alpha_L = 4.44 \times 10^{-6}$ °C⁻¹ a 20 °C), además de otras propiedades que también son útiles para su utilización como cátodo [Rieck, 1967]. Los dopantes más utilizados son los óxidos de torio (ThO₂), de cerio (CeO₂), de lantano (La₂O₃), de magnesio (MgO), de ytrio (Y₂O₃) y de zirconio (ZrO₂).

La menor función trabajo la tienen los cátodos de tungsteno lantanizado, seguidos por los de tungsteno dopado con cerio, ytrio y torio. Sin embargo, la menor erosión la presentan los cátodos de tungsteno toriado y ceriado [Ushio et al., 1991; Nemchinsky, 1996; Paschen, 1996; Tanaka et al., 2005], lo que hace que sean los más comúnmente utilizados.

El valor de la función trabajo en los cátodos termoiónicos binarios está determinado por dos fenómenos: la evaporación de los átomos de dopante en la superficie del cátodo y la difusión de dichos átomos dentro de la matriz del tungsteno hacia la superficie. Si la evaporación es más rápida que la difusión, se produce un despoblamiento de átomos de dopante en la superficie del cátodo y la función trabajo se acerca a la del material refractario. Otro factor importante es el estado en que se encuentre el dopante en el electrodo. La función trabajo de un cátodo con torio en su matriz es distinta a la de un cátodo con una capa de torio sobre su superficie, incluso en este último caso la función trabajo depende del espesor de la capa [Smithells, 1992; Estrup et al., 1966].

Ushio et al. [1991] estudiaron el comportamiento de distintos dopantes en cátodos de tungsteno haciendo funcionar los electrodos en un arco de argón a la intensidad de 200 A durante intervalos que van desde 1 s a 1 h. Estos autores encontraron altas concentraciones de La_2O_3 y ThO_2 en lugares concretos del electrodo relacionados con la temperatura del mismo, mientras que obtuvieron una distribución uniforme en la concentración de CeO_2 a lo largo del electrodo. Explican estos hechos a partir de la difusión de dopante en la matriz de tungsteno. Se sugiere que, en el caso del La_2O_3 y ThO_2 , la velocidad de evaporación del dopante de la punta del cátodo es mayor que la velocidad de difusión del dopante en el resto del cátodo, por lo que el dopante se acumula en zonas cercanas a la punta del electrodo. En el caso del CeO_2 , la velocidad de evaporación sería igual a la velocidad de difusión, explicando la ausencia de picos de concentración.

Mediante el análisis por difracción de rayos X encontraron que los dopantes reaccionan con el tungsteno formando tungstanatos y oxitungstanatos. Estos nuevos compuestos se funden y migran desde las zonas frías a las zonas calientes del electrodo, incrementando su velocidad de difusión con el gradiente de temperatura en el cátodo. En zonas lejanas a la punta del cátodo la concentración de dopante es similar a la del electrodo sin usar. A medida que se desplazan hacia la punta del electrodo aumenta la concentración de dopante hasta llegar a la punta, donde no se encuentra dopante debido a su evaporación. En los electrodos dopados con ThO_2 no encuentran estos compuestos, lo que explican en base a la formación de torio puro. Relacionan así la temperatura de

funcionamiento de los electrodos y su función trabajo con la diferencia de velocidades de evaporación y difusión de los dopantes.

Otro fenómeno a tener en cuenta en el estudio del comportamiento del dopante en cátodos termoiónicos binarios es la redeposición del material catódico evaporado. Casado y Colomer [2000] estudiaron los efectos del calentamiento Joule en el rendimiento de los cátodos de tungsteno toriado. Para ello introdujeron el factor ν como la probabilidad de que un átomo de torio escape del cátodo después de su desorción y calcularon la desorción neta de torio. En los cátodos de tungsteno toriado trabajando a presión atmosférica ν es muy bajo debido al bajo potencial de ionización del torio y a la alta densidad del plasma en la región cercana al cátodo. En esta región, los átomos de torio que salen del cátodo se ionizan fácilmente y el campo eléctrico es suficientemente elevado para devolverlos nuevamente al cátodo. Diversos estudios estiman $\nu \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ para el torio en cátodos a presión atmosférica [Moizhes y Nemchinskii, 1984; Nemchinsky, 1996].

Ortega et al. [2009] han modelado recientemente la zona de ionización que se produce en un arco de plasma de argón a presión atmosférica usando un cátodo de tungsteno toriado. La densidad de las especies evaporadas del cátodo (átomos e iones de tungsteno y de torio) es calculada en función de la distancia a la superficie catódica. Se ha estudiado la influencia sobre estas especies del campo eléctrico, el gradiente de densidad y las fuerzas de fricción que en dicha zona se producen. Como resultado de este trabajo se obtuvo que la mayor parte de los átomos neutros evaporados del cátodo se ioniza cerca de la frontera entre la zona de ionización y la vaina. Los iones de ambas especies se concentran al principio de la zona de ionización, en una región más extensa para el tungsteno que para el torio, por lo que ninguna de las especies es capaz de escapar de la región catódica.

3.- ESTADO ACTUAL DEL ESTUDIO EXPERIMENTAL DE CÁTODOS REFRACTARIOS EN ANTORCHAS DE PLASMA

Existen dos cuestiones importantes a la hora del estudio del funcionamiento de un cátodo termoiónico en una antorcha de plasma: el efecto del cátodo en las características del arco y las limitaciones operacionales de la antorcha impuestas por la erosión del cátodo. El estudio experimental del funcionamiento del cátodo puede proporcionar una gran cantidad de información que ayude a su mejor comprensión. Dichas cuestiones han sido abordadas desde el punto de vista experimental por diferentes autores.

Parámetros que caracterizan el arco como la densidad y la temperatura electrónica han sido estudiados experimentalmente. Zhou y Heberlein [1998] determinaron experimentalmente la densidad electrónica en cátodos de tungsteno puro y tungsteno dopado con un 2% de ThO_2 operando en arcos a 200 A encontrando que la influencia del material catódico y la geometría del cátodo es muy pequeña. Sin embargo, la temperatura electrónica en la zona cercana a la superficie del cátodo varía fuertemente con dichos parámetros. Haidar y Farmer [1993], y Zhou y Heberlein [1998], concluyeron que las temperaturas electrónicas mayores se alcanzan en diseños catódicos con grandes campos eléctricos en la vaina catódica, como se observa en cátodos con altas funciones trabajo, geometría más puntiaguda o mayores gradientes térmicos en su superficie.

El fenómeno de erosión del cátodo depende de multitud de factores como por ejemplo el tipo de anclaje del arco sobre la superficie del cátodo, el comportamiento del dopante en los cátodos binarios o la temperatura de funcionamiento.

En cuanto al anclaje del arco sobre el cátodo Zhou et al. [1996] han investigado la estabilidad del anclaje arco-cátodo usando fotografías de alta velocidad. Imágenes obtenidas con tiempos de exposición de 100 ns muestran que la punta de los cátodos de tungsteno puro está ampliamente fundida y el anclaje oscila para corrientes de arco de 150 A en argón, mientras que los cátodos de tungsteno toriado muestran una punta sin fundir y un anclaje estable para corrientes superiores a 300 A. Observaciones hechas con tiempos de exposición y condiciones similares por Pokrzywka et al. [1996]

muestran una micro-estructura del spot catódico con zonas oscuras moviéndose por diferentes lugares dentro del anclaje del spot. Para intensidades en torno a 5 kA es habitual el uso de cátodos de grafito. Un mecanismo continuo de alimentación permite la operación continuada del arco a pesar de la fuerte pérdida de material catódico por evaporación. Estos electrodos han sido estudiados de forma teórica y experimental por Muñoz-Serrano et al. [2005 y 2006], mostrando la dependencia de la estabilidad del anclaje cátodo-arco con el potencial interelectródico para una intensidad de corriente fija.

En cátodos binarios el conocimiento de la dinámica del dopante es imprescindible para la comprensión de su funcionamiento. El análisis metalúrgico realizado por Zhou et al. [1996] de cátodos de tungsteno toriado después de diferentes intervalos de tiempo de funcionamiento muestra la ausencia de torio en la matriz de tungsteno de la punta del cátodo a partir de 5 minutos de operación. El área libre de dopante aumenta con el tiempo de operación. Sin embargo, se ha detectado una capa muy fina de torio en la superficie del cátodo mediante el análisis Auger, posiblemente por la redeposición de torio como flujo de iones. Hasta ahora no está claro cuál es el efecto de dicha fina capa sobre las características del spot catódico, en particular, cómo esta capa puede compensar el efecto de la pérdida de óxido de torio.

En arcos con altas densidades de corrientes un cátodo no refrigerado se funde, aunque se trate de un cátodo binario. Para dichas aplicaciones se utilizan electrodos con forma de botón, donde el material catódico se inserta en un soporte de metal refrigerado. El spot catódico consiste en un baño de material refractario fundido que está rodeado por el metal refrigerado por agua. Bajo estas condiciones, se produce un importante mecanismo de erosión asociado a la disolución de gases en el material fundido, la formación de burbujas de alta presión y la eyección de pequeñas gotas de metal fundido [Fey y McDonald, 1976].

Zhou y Heberlein [1994, 1996 y 1998] investigaron los factores que influyen en la temperatura del cátodo y su erosión. Encontraron que el comportamiento de la erosión en el cátodo está en general ligado a su temperatura, la cual está predominantemente determinada por las características del arco y el tipo de material catódico. La comparación de perfiles de la temperatura de la punta del cátodo obtenidos

con dos gases plasmógenos diferentes, argón puro y una mezcla de argón e hidrógeno, mostraron que la densidad de corriente del arco es más alta en la mezcla de argón-hidrógeno y ocasiona una mayor temperatura de la punta del cátodo. Para corrientes de arco superiores a 50 A la principal causa de enfriamiento del cátodo es la emisión termoiónica y cambios en el diseño geométrico del cátodo apenas varían la temperatura de trabajo del spot. Sin embargo, observaron que el aumento del diámetro del cátodo produce un gradiente de temperatura más pronunciado a lo largo del cátodo, con lo que se reduce el tamaño del spot y se produce un campo eléctrico más intenso en el borde del mismo, que puede ser responsable de una erosión anormalmente alta encontrada por estos autores.

Uno de los problemas más importantes para el uso industrial de los arcos eléctricos de alta intensidad es la erosión de los electrodos, especialmente la sufrida por el cátodo. La presencia de oxígeno en el gas plasmógeno, incluso en concentraciones inferiores al 0.1 %, causan la oxidación del electrodo, que está favorecida por el usual afilado de su punta. Este hecho es más destacable en arcos que operan en atmósfera abierta. La erosión del cátodo se mide por la pérdida de masa del cátodo por cada culombio que lo atraviesa, lo que se denomina erosión específica o, simplemente, erosión. La erosión en cátodos de tungsteno puro con punta redondeada trabajando a intensidades de 300 A en atmósfera inerte y altas presiones es del orden de 10^{-7} gC^{-1} [Raizer, 1991].

Investigaciones realizadas por Casado y Colomer [2000] y por Casado et al. [2001 y 2002] muestran una dependencia de la erosión en cátodos de tungsteno dopados con torio, lantano o cerio con la intensidad de corriente, encontrando un valor crítico de intensidad, distinto para cada uno de ellos, para la cual se produce un máximo en la erosión. Este valor de intensidad crítico depende de las características del arco (material y geometría catódica) y se supone ligado a los procesos de difusión, desorción y redeposición de los átomos de dopante. Estos autores no pudieron realizar el estudio en cátodos de tungsteno puro debido a una amplia dispersión en ellos de las medidas de erosión, atribuida a la eyección de material en forma de gotas líquidas de metal, hecho también descrito por Zhou y Heberlein [1998].

Nemchinsky y Showalter [2003] investigaron experimentalmente la tasa de erosión catódica en sistemas de corte por arco (presiones de 2 a 5 atm, intensidades de 200 a 400 A y flujos de gas de 50 a 130 lmin⁻¹). Encontraron que la tasa de evaporación catódica es mucho menor que la esperada debido a la redeposición de partículas evaporadas sobre el cátodo. Este fenómeno depende fuertemente del diseño del electrodo, ya que la creación de vórtices en la región cercana al cátodo facilita el retorno del material evaporado.

La densidad de corriente total en la superficie catódica puede ser estimada a partir de la medida del área emisora de electrones. Esta medida es de gran dificultad y hasta ahora sólo ha sido estimada experimentalmente a partir de suposiciones difíciles de justificar. Ushio et al. [1991] calculan la densidad de corriente total de diferentes cátodos termoiónicos binarios trabajando a distintas intensidades a partir de la medida del área de la zona emisora de electrones. Obtienen resultados demasiado bajos debido a la suposición de que toda la zona de anclaje del arco es la zona emisora de electrones, lo que implica una sobrevaloración del tamaño del área emisora.

Zhou y Heberlein [1996] a partir de datos experimentales estimaron la densidad de corriente total en cátodos de tungsteno toriado con puntas cónicas y troncocónicas, suponiendo que el área emisora era igual a la sección transversal de la columna de arco anclada al cátodo. Supusieron además que la densidad de corriente era constante en el interior de esa área y la despreciaron fuera de ella. Compararon las densidades de corriente así estimadas con las obtenidas de un modelo teórico [Zhou y Heberlein, 1994]. Las estimaciones fueron consistentes con el modelo en los cátodos troncocónicos, mientras que la densidad de corriente estimada para los cátodos cónicos fue mucho mayor que la del modelo, debido a la mala aproximación en el cálculo del área emisora.

Los modelos teóricos predicen una fuerte dependencia de la distribución de temperatura sobre la superficie del cátodo con la función trabajo del mismo [Zhou y Heberlein, 1994; Lowke et al., 1997]. Dichas predicciones se han confirmado de forma general con medidas de temperatura realizadas usando pirometría de radiación total y multi-longitud de onda [Sadek et al., 1990; Ushio et al., 1991; Haidar y Farmer, 1994; Zhou y Heberlein, 1996].

Tanaka et al. [2005] han obtenido valores de las funciones trabajo efectivas de electrodos de tungsteno puro, tungsteno dopado con un 2% de ThO_2 y tungsteno dopado un 2% de La_2O_3 , a partir de medidas experimentales de la temperatura de la punta del electrodo. Para ello han medido dicha temperatura tras apagar un arco de argón a presión atmosférica con intensidades de 100 y 200 A y una distancia interelectródica constante e igual a 5 mm. Determinaron que la función trabajo efectiva es menor a 100 A que a 200 A en los tres cátodos estudiados. Posteriormente encontraron que la temperatura de la punta de los cátodos de tungsteno con La_2O_3 y la función trabajo efectiva de los mismos decrece al aumentar el porcentaje de dopante en la matriz de tungsteno [Tanaka et al., 2007].

Sadek et al. [1990] han estudiado la influencia de diferentes materiales de emisión en arcos de soldadura a 150 A, usando adiciones del 1 y del 2% de La_2O_3 , Y_2O_3 , CeO_2 , ZrO_2 , ThO_2 y MgO en una matriz de tungsteno. Los electrodos dopados con La_2O_3 presentaron las menores temperaturas de funcionamiento (aproximadamente 2750 K) y la menor erosión. Esto se explicó en base a que el material dopante evaporado de la superficie del cátodo es repuesto rápidamente, debido a la alta velocidad de difusión del La_2O_3 en la matriz de tungsteno. En este trabajo, se insertó una ranura de grafito en los cátodos para permitir la medición de la temperatura de la superficie catódica, lo cual puede influir en los resultados obtenidos.

4.- OBJETIVOS

El objetivo principal de la presente tesis es el estudio experimental del funcionamiento de cátodos termoiónicos simples de tungsteno y binarios de tungsteno toriado (2% en peso de óxido de torio), funcionando en arcos de plasma producidos por una antorcha transferida operada en sus condiciones reales de trabajo. Se desea obtener la dependencia con la intensidad de corriente del arco de las principales magnitudes físicas que determinan el funcionamiento de los cátodos.

Para ello nos proponemos realizar cada una de las siguientes tareas a diferentes intensidades de corriente del arco:

- Estudiar el anclaje del arco sobre el cátodo mediante fotografías de los cátodos durante su funcionamiento.

El objetivo es determinar la permanencia y estabilidad del anclaje del arco en el cátodo en todas las condiciones de trabajo de este estudio.

- Estudiar los cambios morfológicos que se producen en la punta del cátodo a partir de la exploración de su superficie mediante la técnica SEM (Scanning Electron Microscope) y obtener la composición atómica de la superficie de los cátodos mediante EDX (Energy-Dispersive X-Ray Spectroscopy) antes y después de su funcionamiento.

Con ello se busca determinar la zona emisora de electrones en cada tipo de cátodo estudiado y esclarecer el comportamiento del dopante en los cátodos binarios.

- Medir la temperatura del spot, parámetro fundamental por su influencia en el régimen de emisión que se produce en los cátodos refractarios y en la erosión de los mismos.

Las mediciones reportadas de este parámetro son dispersas y realizadas bajo diferentes condiciones de operación del cátodo, lo que dificulta su interpretación y comparación.

- Determinar la densidad de corriente en el spot, para lo que será necesario medir el área de éste.

La densidad de corriente en el spot es un parámetro fundamental en el funcionamiento del cátodo sobre el que prácticamente no hay información experimental.

- Determinar la función trabajo efectiva de los cátodos utilizados en las condiciones reales de operación de una antorcha de plasma.

Este es un parámetro fundamental que determina el funcionamiento de las antorchas en sus condiciones industriales de trabajo, en atmósfera abierta.

- Medir la erosión que se produce en los cátodos durante su funcionamiento.

El estudio de la erosión es importante en sí mismo ya que es un factor a disminuir para elevar la eficiencia del cátodo.

Este estudio permitirá mejorar el conocimiento sobre el funcionamiento de los cátodos termoiónicos y el papel del dopante en los cátodos binarios.

Capítulo 2

Métodos Experimentales

CAPITULO 2. MÉTODOS EXPERIMENTALES

En este capítulo se explican los diferentes métodos experimentales que se utilizan para alcanzar los objetivos propuestos en el presente trabajo. Se describen los distintos métodos existentes para medir la temperatura de blancos sin contacto, en particular aquellos métodos usados para la medida de temperatura de cátodos termoiónicos, se realiza una revisión bibliográfica de cómo otros autores han empleado previamente dichas técnicas y una comparación de las ventajas e inconvenientes de cada una de ellas. Finalmente se describen las técnicas de estudio de superficies por microscopía electrónica de barrido (SEM) y espectroscopía de rayos X por energía dispersada (EDX) utilizadas.

1.- MÉTODOS DE MEDIDA DE LA TEMPERATURA DEL CÁTODO

La temperatura de los electrodos en arcos eléctricos de alta intensidad en atmósfera abierta está determinada por diversos factores como el calentamiento radiativo, la conducción térmica, el bombardeo de partículas desde el plasma, el calentamiento óhmico, los enfriamientos termoiónico y convectivo, y la geometría del cátodos.

Las altas temperaturas (del orden de 3000 K) de la punta de los cátodos y la presencia del arco impide la medida de la temperatura de trabajo de los cátodos por métodos ordinarios. Sin embargo, las técnicas pirométricas sin contacto son particularmente apropiadas para realizar esta medida. Se basan en el hecho de que todos los cuerpos por encima del cero absoluto radian energía debido a su temperatura.

El radiador térmico más eficiente es el cuerpo negro, que se define como un objeto que absorbe toda la radiación que incide sobre él. La radiancia por unidad de longitud de onda o radiancia espectral N'_λ para un cuerpo negro está dada por la ley de radiación de Planck

$$N'_\lambda = \frac{C_1}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]}, \quad (2.1)$$

donde C_1 y C_2 son la primera y segunda constantes de radiación de Planck, respectivamente, λ es la longitud de onda y T es la temperatura absoluta del cuerpo negro. La Figura 2.1 muestra la variación de N'_λ con λ a distintas temperaturas. La curva punteada representa la ley de Wien que muestra el máximo de las curvas de Planck para cada longitud de onda.

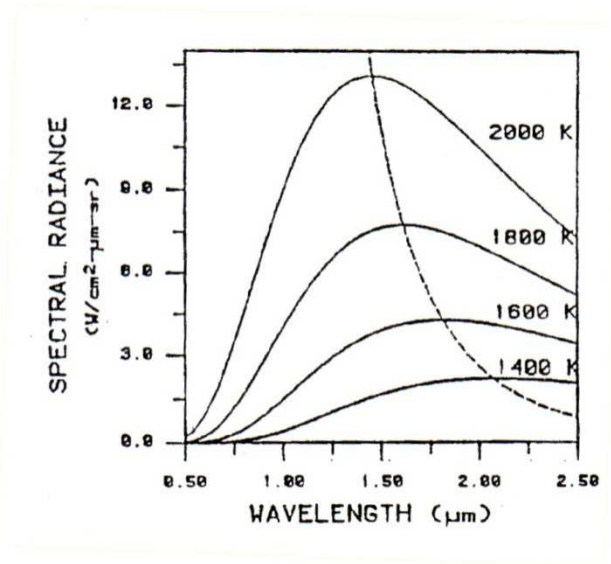


Figura 2.1. Curvas de radiancia espectral a diferentes temperaturas, según la ley de Planck.

A cualquier temperatura, un cuerpo real emite sólo una fracción de lo que emite un cuerpo negro, por lo que la radiancia espectral de un cuerpo real N_λ es

$$N_\lambda = \epsilon_\lambda N'_\lambda = \frac{\epsilon_\lambda C_1}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]}, \quad (2.2)$$

siendo ϵ_λ la emisividad espectral del cuerpo. Si se desprecia el 1 frente a la exponencial en el denominador de la ley de Planck (2.1), se tiene la ley de radiación de Wien, que para un cuerpo real es

$$N_{\lambda} = \varepsilon_{\lambda} \lambda^{-5} C_1 \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right), \quad (2.3)$$

aproximación que tiene una desviación de la ley de Planck menor que el 1% si $\lambda T < 3125 \mu m K$.

En general, las emisividades espectrales de los cuerpos reales son funciones de la longitud de onda, de la temperatura y de la morfología superficial del cuerpo, aunque en primera aproximación la emisividad puede ser considerada como una función sólo de la longitud de onda y de la temperatura. La emisividad de un cuerpo puede variar más de un 10% en rangos de longitud de onda bastante pequeños. Cualquier pirómetro que no tenga en cuenta las variaciones de la emisividad puede producir errores significativos. La emisividad raramente se conoce para unas condiciones dadas, por lo que debe calcularse o medirse independientemente si se quiere hacer una medida precisa de la temperatura

La aplicación de técnicas pirométricas sin contacto requiere la solución de problemas asociados con la radiación del plasma y el desconocimiento de la emisividad del cátodo. A continuación se presentan algunos métodos para medir la temperatura de la superficie del cátodo de un arco de plasma mediante técnicas de pirometría sin contacto.

1.1.- MÉTODO DEL BRILLO Y PIROMETRÍA DE RADIACIÓN TOTAL

Los pirómetros que utilizan el método del brillo permiten al observador igualar la apariencia de una pieza llamada estándar calibrada y caliente con la apariencia del blanco. El problema de la emisividad está presente, a menos que el estándar y el blanco fueran del mismo material y tuvieran superficies con condiciones similares. En los pirómetros de brillo la emisividad del blanco debe darse como un dato de entrada.

En la pirometría de radiación total se mide la radiancia R del blanco electrónicamente usando un fotodetector, y se determina T de la ley de Stefan-Boltzmann para un cuerpo real, $R = \varepsilon \sigma T^4$, donde ε es la emisividad total del blanco y

σ la constante de Stefan-Boltzmann. Este método también está afectado por la incertidumbre en el valor de la emisividad.

Pustogarov et al [1988] realizaron medidas de temperatura del spot catódico mediante la determinación simultánea de la temperatura de brillo del spot y la emisividad. Para determinar ésta última usaron dos métodos: el método de la reflectometría láser y el método de la radiación polarizada.

- Método de la reflectometría láser

Consiste en medir directamente la reflectividad espectral ρ_λ del blanco por medio de un láser que se focaliza sobre la superficie del blanco. Una vez que esta magnitud se conoce, se calcula la emisividad espectral ε_λ del blanco como

$$\varepsilon_\lambda = 1 - \rho_\lambda. \quad (2.4)$$

- Método de la radiación polarizada

Este método se puede usar cuando el blanco tiene una superficie muy pulida. La temperatura de la superficie del blanco se mide posicionando un detector de radiación de tal forma que el ángulo entre su eje óptico y la línea normal a la superficie sea igual al ángulo de Brewster del blanco determinado previamente con un láser. Toda la radiación recogida por el detector tendrá sólo componente paralela respecto al plano de emisión y la emisividad será $\varepsilon_\lambda = 1$. Interponiendo un polarizador entre la superficie y el detector ajustado para dejar pasar solo dicha componente de la radiación se elimina el ruido (Figura 2.2).

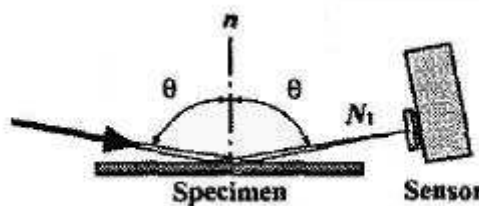


Figura 2.2. Esquema del dispositivo para la medida de la temperatura según el método de radiación polarizada.

Para el caso de cátodos de tungsteno la componente con polarización paralela de la radiación emitida tiene un máximo para el ángulo $\theta = 80^\circ$ medido respecto a la normal a la superficie.

1.2.- PIROMETRÍA DE UN COLOR

La pirometría de un color consiste en medir la radiancia N_λ para una longitud de onda dada y determinar la temperatura T del cuerpo usando (2.2). En la pirometría de un color el error en el cálculo de la temperatura depende de los errores en las medidas de la radiancia y de la emisividad. Puede estimarse a partir de la forma diferencial de la ecuación (2.2)

$$\frac{dN_\lambda}{N_\lambda} = \frac{d\varepsilon_\lambda}{\varepsilon_\lambda} + \frac{BdT}{T}, \quad (2.5)$$

donde

$$A = \frac{C_2}{\lambda T} \text{ y } B = \frac{Ae^A}{e^A - 1}.$$

El valor de B para una temperatura de alrededor de 1800 K y un rango de longitudes de onda de 0.7 a 1.0 μm es del orden de 10. Esto implica que un error del 10% en la medida de la radiancia o en la estimación de la emisividad puede causar como mucho un 1% de error en la estimación de la temperatura.

Zhou y Heberlein [1995 y 1996] han usado la pirometría de un color para medir la distribución de temperatura a lo largo de cátodos de tungsteno toriado de distintos diámetros (Figura 2.3). Para reducir la influencia de la radiación continua proveniente del plasma han realizado las medidas en longitudes de onda infrarrojas: entre 820.42 y 821.82 nm y entre 920.24 y 921.54 nm. Han determinado que la intensidad de la radiación continua del plasma es menor que el 10% de la intensidad de la radiación de la superficie del cátodo en esos rangos de longitudes de onda, lo que ocasiona un error menor que el 2% en la medida de la temperatura.

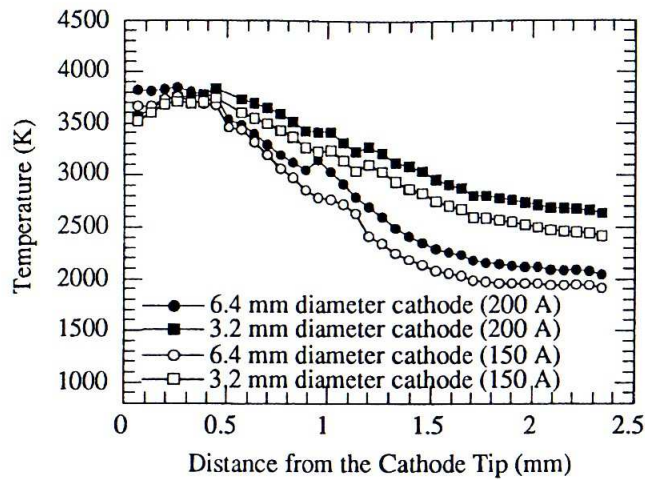


Figura 2.3. Distribución de temperatura a lo largo de electrodos de W + 2% ThO₂ en Argón.

Para calcular el valor de la emisividad espectral han usado los datos de las tablas de De Vos [1954] y Rieck [1967]. Han estimado que el error en la medida de la temperatura debido a las características propias del método y a su dispositivo experimental es de ± 50 K.

1.3.- PIROMETRÍA MULTI-LONGITUD DE ONDA

El término pirometría multi-longitud de onda se refiere a un grupo de técnicas que miden la radiancia a n longitudes de onda diferentes y ajustan estos datos a un modelo que tiene m parámetros indeterminados ($m < n$), para calcular la temperatura y simultáneamente evaluar o eliminar la emisividad. En todas las técnicas de pirometría multi-longitud de onda se modela la radiancia emitida por un cuerpo real a una temperatura dada como el producto de la emisividad por la radiancia teórica emitida por un cuerpo negro predicha por la ley de radiación de Planck (2.2), aunque es usual utilizar la aproximación de Wien (2.3). La más usada es la pirometría de proporciones (“ratio pyrometry”), que usa los datos de radiancia medidos para 2, 3, 4 u 8 longitudes de onda para eliminar la emisividad de la formulación y calcular la temperatura [Reynolds, 1964; Mansoor et al., 1988 y 1991].

Considerando un rango de longitudes de onda de λ a $\lambda + d\lambda$ y usando la aproximación de Wien a la ley de Planck para un cuerpo real (2.3) tenemos

$$N_{\lambda}d\lambda = \varepsilon_{\lambda}f(\lambda)d\lambda \quad (2.10)$$

donde

$$f(\lambda) = \frac{C_1}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right). \quad (2.11)$$

Si se toma el cociente R_{12} de los flujos de energía emitidos para dos longitudes de onda λ_1 y λ_2 , se tiene

$$R_{12} = \frac{N_1 d\lambda_1}{N_2 d\lambda_2} = \frac{\varepsilon_1 f(\lambda_1) d\lambda_1}{\varepsilon_2 f(\lambda_2) d\lambda_2} \quad (2.12)$$

Tomando los mismos anchos de banda centrados en las dos longitudes de onda distintas y despejando la temperatura T del blanco se obtiene

$$T = \frac{C_2 \left[\left(\frac{1}{\lambda_2} \right) - \left(\frac{1}{\lambda_1} \right) \right]}{\ln R_{12} - 5 \ln \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right) - \ln \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \right)} \quad (2.13)$$

Si las longitudes de onda λ_1 y λ_2 se eligen de tal forma que se puede asumir el comportamiento del cuerpo gris, es decir $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, el término de emisividad se elimina, y la temperatura medida es

$$T_a = \frac{C_2 \left[\left(\frac{1}{\lambda_2} \right) - \left(\frac{1}{\lambda_1} \right) \right]}{\ln R_{12} - 5 \ln \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right)}, \quad (2.14)$$

que se denomina temperatura aparente, para indicar que se ha obtenido con la suposición $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$.

La determinación de la temperatura de esta forma es el método de pirometría de dos colores. Usando 3, 4 u 8 longitudes de onda se encuentran relaciones similares bajo determinadas hipótesis para las emisividades, y los métodos se denominan de 3, 4 u 8 colores [Mansoor et al., 1988 y 1991].

El error de la pirometría de dos colores ha sido discutido desde el punto de vista teórico por Herne [1953], Pyatt [1954] y Ackerman [1962]. El error al aproximar la temperatura real T por la temperatura aparente T_a puede obtenerse de

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_a} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{C_2 (\lambda_2 - \lambda_1)} \ln \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}, \quad (2.15)$$

que se deduce directamente de (2.13) y (2.14), y donde λ_1 y λ_2 son las dos longitudes de onda utilizadas en la pirometría de dos colores.

La aproximación de cuerpo gris es buena en la medida en que $\lambda_1 - \lambda_2 \rightarrow 0$, pero entonces el denominador de (2.15) disminuye y el error aumenta. Incrementando la separación de las longitudes de onda ese denominador aumenta, pero entonces la suposición de cuerpo gris es menos válida.

Cuando $\varepsilon_1 / \varepsilon_2 = 1$, la proporción R_{12} obtenida para un cuerpo real y un cuerpo negro es idéntica y el instrumento indica la temperatura verdadera del blanco. Si $\varepsilon_1 / \varepsilon_2$ es constante pero distinta a la unidad, un pirómetro calibrado frente a un cuerpo negro mostrará un error sistemático en la medida de la temperatura aparente de un objeto. Este error puede corregirse con la calibración apropiada del instrumento. Si $\varepsilon_1 / \varepsilon_2$ no es constante, la temperatura aparente indicada por la pirometría de dos colores será errónea, cualquiera que sea el método de calibración adoptado y la temperatura aparente puede ser mayor o menor que la temperatura verdadera del objeto, dependiendo de si el cociente $\varepsilon_1 / \varepsilon_2$ es mayor o menor que la unidad.

Si escribimos $\lambda_1 = \lambda$, $\lambda_2 = \lambda + \Delta\lambda$, $\varepsilon_1 = \varepsilon$ y $\varepsilon_2 = \varepsilon + \Delta\varepsilon$ en (2.14) tenemos

$$T_a = \frac{TC_2\Delta\lambda}{C_2 - T\lambda(\lambda + \Delta\lambda)[\ln \varepsilon - \ln(\varepsilon + \Delta\varepsilon)]}. \quad (2.16)$$

Para una temperatura T de un blanco específico, T_a es función de λ , $\Delta\lambda$, ε y $\Delta\varepsilon$. Las Figuras 2.4 y 2.5 muestran resultados de una simulación de mediciones de temperatura por pirometría de dos colores con un $\Delta\lambda=0.0125 \mu\text{m}$ fijo [Mansoor et al., 1991]. Comparando estas figuras se puede comprobar el efecto que tiene un 2% de ruido en la medida de la radiancia sobre la medida de la temperatura de diferentes blancos a la temperatura de 1000 K. Se concluye que la pirometría de dos colores es un método muy sensible al ruido en la medida de la radiancia.

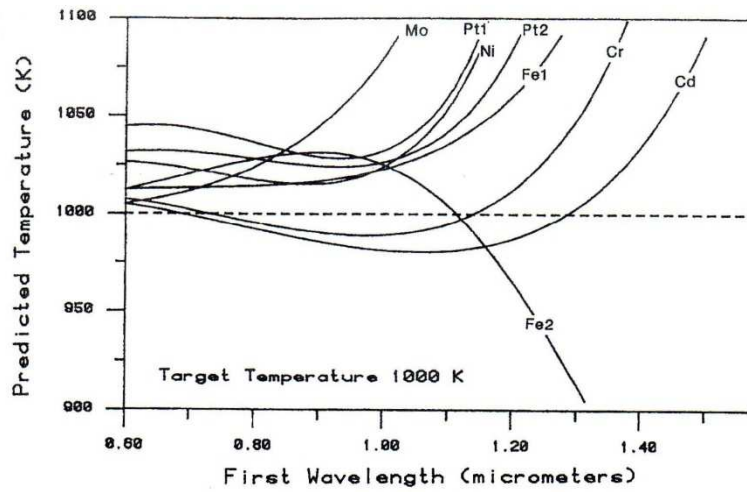


Figura 2.4. Predicciones de temperatura realizadas con el método de pirometría de dos colores sobre una temperatura de 1000 K (sin tener en cuenta el ruido en la radiancia).

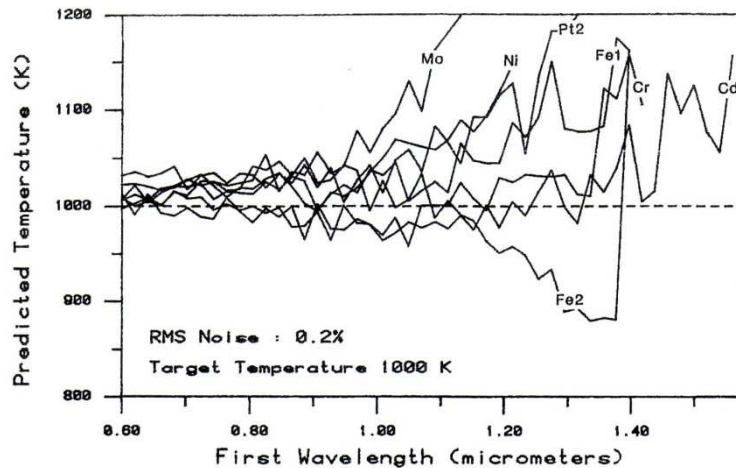


Figura 2.5. Predicciones de temperatura realizadas con el método de pirometría de dos colores suponiendo un ruido en la radiancia del 2% sobre una temperatura de 1000 K.

Haidar y Farmer [1993] utilizaron la pirometría de dos colores para calcular la distribución de temperatura en cátodos de tungsteno puro y tungsteno toriado utilizando las longitudes de onda de 634 y 700.5 nm. Estimaron la radiación recogida por el detector como la suma de la contribución de tres términos: radiación proveniente del plasma, radiación proveniente directamente del cátodo y radiación proveniente de la reflexión del plasma sobre la superficie del cátodo.

Comprobaron que la radiación reflejada decrece a lo largo del electrodo hasta ser cero al medir perpendicularmente al filo del electrodo. Para eliminar completamente la radiación proveniente del plasma, para cada longitud de onda por separado, midieron el perfil de radiación total transversalmente al cátodo. Por medio de la transformada de Abel de dichos datos estimaron la parte correspondiente a la emisión del plasma y, restándosela a la emisión total, obtuvieron la radiación proveniente del cátodo.

Para una intensidad de 100 A, una distancia interelectródica de 5 mm y un flujo de gas de argón de 5 slm, la temperatura del cátodo de tungsteno puro fue siempre aproximadamente 1000 K mayor que la del cátodo de tungsteno toriado (Figura 2.6).

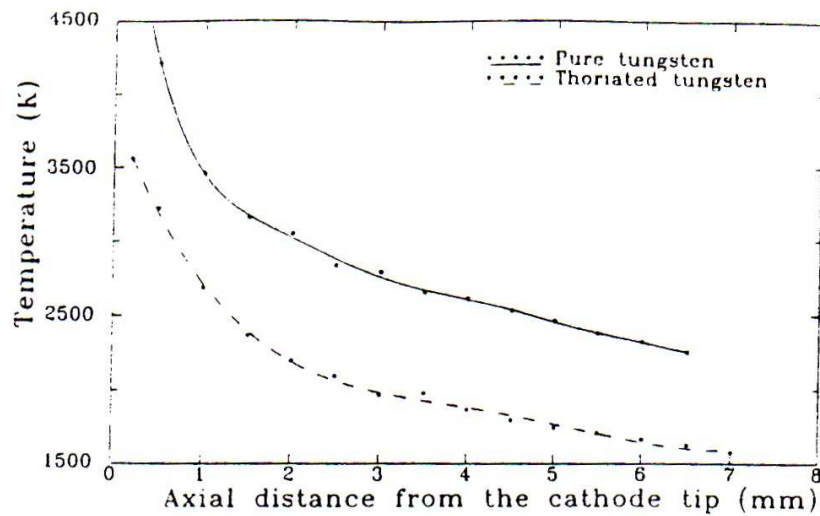


Figura 2.6. Perfil de temperatura para cátodos de tungsteno y de tungsteno toriado (2% en peso de ThO_2) de 3.2 mm de diámetro y punta cónica con 60° de ángulo interior.

Tanaka et al. [2005] utilizaron el método de pirometría de multi-longitud de onda continua en el intervalo de 612 nm a 614 nm. Midieron la temperatura de la punta de cátodos de W, W + 2% ThO_2 y W + 2% La_2O_3 en argón para intensidades de 100 y 200 A y con una distancia interelectródica de 5 mm. Estimaron que el error en la medida de la temperatura según el procedimiento seguido y el equipo utilizado es del $\pm 10\%$.

Para evitar los problemas asociados a la emisión del plasma realizaron la medición de la temperatura 2 ms después de cortar el arco, encontrando valores similares a los obtenidos por otros autores realizando las medidas con el arco en funcionamiento. Haidar y Farmer [1993] mostraron que la emisión de radiación por el plasma después del corte del arco decae en tiempos menores a 100 μs mientras que la emisión proveniente del cátodo permanece constante para tiempos incluso superiores a 5 ms.

1.4.- COMPARACIÓN

Los métodos de pirometría basados en el fenómeno del brillo son muy restrictivos ya que no es posible tener un estándar del mismo material y con la misma morfología superficial que cualquier blanco. Además, la emisividad espectral de muchos metales varía con las condiciones ambientales, con la longitud de onda, con la temperatura y con la morfología de su superficie [Weber, 1959; De Vos, 1954; Ward, 1956; Reynolds, 1961]. La variación debida a la morfología de la superficie es particularmente importante para los metales con baja emisividad como aluminio, zinc, magnesio y sus aleaciones. Consecuentemente, incluso si un pirómetro de brillo es calibrado frente un blanco del mismo material que el estándar, la temperatura aparente de un segundo blanco medida por el mismo pirómetro puede tener un error importante.

Tanto para el método de reflectometría laser como para el método de la radiación polarizada la principal limitación es que solo pueden aplicarse a superficies perfectamente lisas para que la reflexión sea perfectamente especular. En una superficie rugosa se producen múltiples reflexiones que invalidan los dos métodos (Figura 2.7). Otra desventaja importante es la necesidad del alineamiento perfecto del equipo: cualquier movimiento, inclinación o cambio en las condiciones superficiales del cátodo pueden provocar grandes errores.

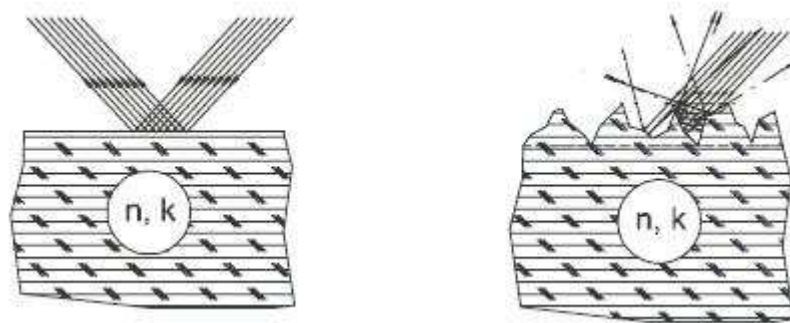


Figura 2.7. Comparación de la reflexión de un haz de luz para una superficie lisa (izquierda) y otra rugosa (derecha).

Pustugarov et al. [1988] utilizaron ambos métodos en la medición de la temperatura de un cátodo de tungsteno en funcionamiento con una intensidad de corriente de 100 A para diferentes longitudes de onda (Tabla 2.1), obteniendo medidas

muy dispersas y poco precisas debido a la complejidad de los métodos utilizados. Por esta razón, ninguno de estos métodos es adecuado para medir la temperatura de la superficie catódica de electrodos de tungsteno.

λ (μm)	T (K) (reflectometría láser)	T (K) (radiación polarizada)
0.442	4000	4400
0.5	3510	
0.65	3700	
1.196	2850	

Tabla 2.1. Comparación de resultados obtenidos usando reflectometría láser y el método de radiación polarizada.

Una mejora sobre la pirometría basada en el método del brillo es la pirometría de radiación total, pero todavía sufre de imprecisiones causadas por la incertidumbre en la determinación de la emisividad. Los pirómetros de radiación total tienen la ventaja sobre los pirómetros de brillo de ser rápidos y compactos, midiendo temperaturas relativas con mucha precisión.

Aparentemente la pirometría de dos colores ofrece varias ventajas sobre las demás. Puesto que cada medida depende de la proporción de las energías emitidas en dos longitudes de onda, no es necesario que el blanco llene el campo de visión del instrumento. Las variaciones en el perfil superficial, que alteran su emitancia, tienden a ser compensadas. Se acepta comúnmente que todas las longitudes de onda están igualmente atenuadas por el humo, el polvo y las películas de suciedad en el sistema óptico, y por lo tanto, no afectan a la lectura.

Hay, sin embargo, datos de emisividad espectral obtenidos por estudios experimentales que nos orientan sobre la cuestión más importante: la validez de la suposición básica de que la emisividad es igual o suficientemente parecida en dos longitudes de onda elegidas y que no afecta significativamente a la precisión. Ward [1956] midió la variación de la emisividad espectral en níquel, en hierro y en cobalto con la longitud de onda y la temperatura. Las superficies de dichos materiales fueron pulidas y fueron calentadas en una atmósfera de hidrógeno. Sus resultados mostraron

que para longitudes de onda entre 1.2 y 3.0 μm la emisividad espectral de dichos materiales cambia fuertemente con la longitud de onda y con la temperatura. Por ejemplo, la emisividad espectral medida para el níquel a 800 °C a 1.2 μm fue de 0.295, mientras que para 2.4 μm fue de 0.191. A 1200 °C los valores obtenidos fueron 0.290 y 0.199 para 1.2 y 2.4 μm respectivamente. Claramente, al menos para estas superficies la suposición de igual emisividad no está justificada. La información disponible para muchos otros metales es igual de desfavorable, pero poco se sabe acerca de la emisividad espectral de los óxidos pesados o de superficies rugosas que normalmente se emplean en la industria. Pustugarov et al. [1988] midieron la emisividad para objetos de tungsteno con distintas morfologías superficiales encontrando gran disparidad de valores (Figura 2.8).

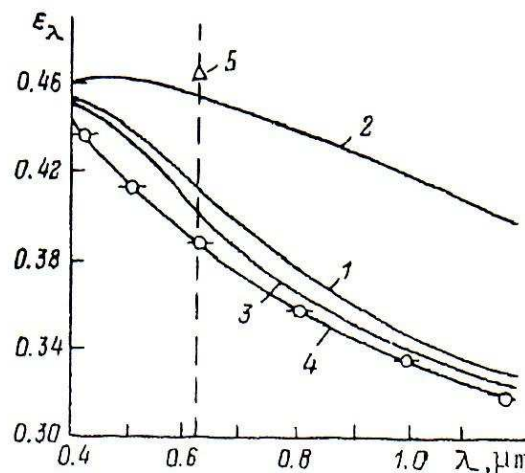


Figura 2.8. Emisividad espectral del tungsteno. 1) Superficie pulida ($T=2800\text{ K}$); 2) Superficie rugosa ($h_{av}=1.14\text{ }\mu\text{m}$ y $T=2800\text{ K}$); 3) punta de electrodo recristalizada ($T=3660\text{ K}$); 4) spot catódico ($T=4200\text{ K}$); 5) punta de electrodo recristalizada ($T=300\text{ K}$).

Pyatt [1954] comparó el error de la pirometría de un color y la de dos colores basándose en la incertidumbre de los valores de emisividad. Determinó valores de emisividad para los cuales la pirometría de uno y de dos colores tienen errores iguales a una temperatura fija y unas longitudes de onda dadas. Mostró que a 3000 K la pirometría de un color con $\lambda = 0.66\text{ }\mu\text{m}$ tiene menos error sobre un amplio rango de emisividades que la pirometría de dos colores usando $\lambda_1 = 0.55\text{ }\mu\text{m}$ y $\lambda_2 = 0.66\text{ }\mu\text{m}$.

Experimentalmente se han comparado las técnicas de pirometría de uno y de dos colores para rangos de longitudes de onda de 920.24 nm a 921.54 nm [Zhou y Heberlein, 1996] midiendo directamente la temperatura de cátodos en arcos de plasma. Se encontró que la pirometría de dos colores tiene más fluctuaciones en la medida de la temperatura que la de un color debido a las características propias del método (Figura 2.9).

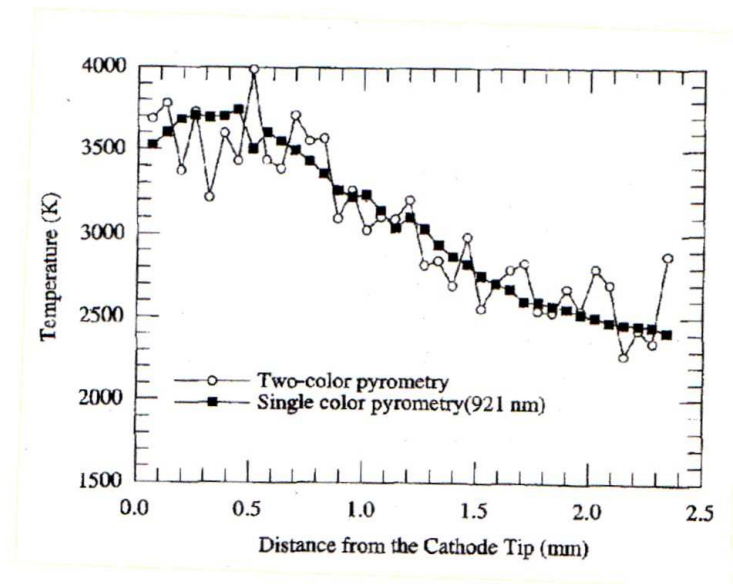


Figura 2.9. Comparación de la distribución de temperaturas en un cátodo de W + 2% ThO₂ obtenida por pirometría de uno y dos colores.

La pirometría de dos colores es muy sensible al ruido en la medida de la radiancia. Mientras que la pirometría de un color reduce el efecto de este ruido debido a la relación exponencial entre la temperatura y la radiancia, la pirometría de dos colores lo amplifica ya que usa la proporción de radiancias para obtener la temperatura. Si la radiación continua proveniente del plasma es un 10% de la intensidad de radiación emitida por la superficie del cátodo se producirá un error menor que el 2% en la medida de la temperatura mediante pirometría de un color y sobre el 14% para pirometría de dos colores.

Consecuentemente con todo lo anterior, hemos usado la pirometría de un color para realizar las medidas de temperatura de la superficie de cátodos termoiónicos en el presente trabajo.

2.- MICROSCOPIA ELECTRÓNICA DE BARRIDO (SEM)

El microscopio electrónico de barrido (Scanning Electron Microscope o SEM) es un instrumento que permite la observación y caracterización superficial de materiales inorgánicos y orgánicos.

Las muestras deben ser química y estructuralmente estables. Deben resistir condiciones de baja presión y ser eléctricamente conductoras. Las principales ventajas del SEM son una alta resolución (del orden de 1 nm) en comparación con la microscopía óptica (del orden de 200 nm) y una gran profundidad de campo, que se define como la capacidad de ver enfocados simultáneamente distintos planos de una muestra, que le da apariencia tridimensional a las imágenes. Además, se pueden analizar mediante esta técnica muestras de grandes espesores, del orden de 1 cm frente a los aproximadamente 100 nm de espesor máximo que deben tener las muestras analizadas por microscopía electrónica de transmisión. Otras técnicas habituales para el estudio de superficies son el estudio de electrones retrodispersados, electrones secundarios, electrones Auger, electrones transmitidos y absorbidos, luz visible, rayos X y radiación continua.

La técnica SEM se basa en enviar un haz de electrones sobre la muestra que se desea estudiar y, mediante un detector, registrar el resultado de la interacción entre el haz enviado y la superficie estudiada. El haz se puede desplazar sobre la muestra estableciéndose una correspondencia entre el lugar de la muestra en que está el haz en un momento determinado y la información recogida por el detector. El conjunto de todos los puntos barridos constituye la imagen que se quiere obtener [Aballe et al., 1996].

Los principales elementos del SEM son: un cañón de electrones que actúa como emisor o “fuente de iluminación”, un sistema de lentes encargado de focalizar el haz de electrones producido por el emisor y convertirlo en un haz de sección transversal muy pequeña cuando llega a la superficie de la muestra, uno o varios sistemas de detección que permiten captar el resultado de la interacción del haz de electrones con la muestra en forma de señal eléctrica y diversos sistemas que permiten observar el resultado de la interacción en el proceso de barrido. Para que el conjunto funcione adecuadamente es

preciso que se cumplan unos determinados requisitos de vacío y, por tanto, que haya unos sistemas encargados de producirlo. Un esquema general del dispositivo SEM se muestra en la Figura 2.10.

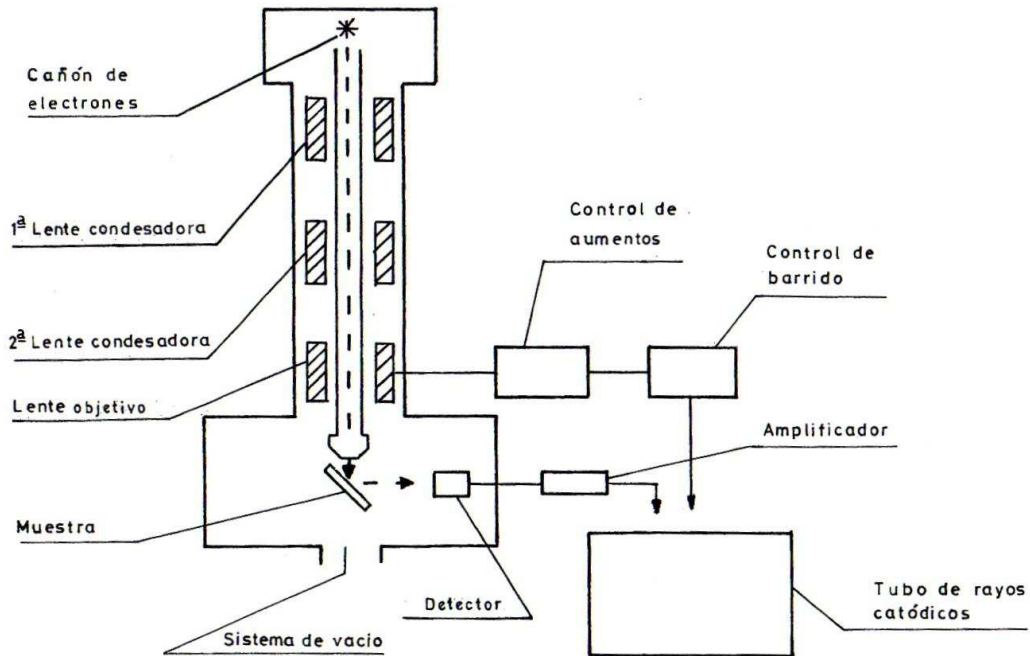


Figura 2.10. Esquema general del SEM.

La mayoría de los emisores de electrones usados en la fuente de iluminación se basan en la emisión termoiónica, siendo el dispositivo más utilizado es un filamento de tungsteno que actúa como cátodo. Los electrones emitidos se someten a la acción de un potencial acelerador que se establece entre el filamento y un ánodo. Existe un tercer ánodo llamado cilindro Wehnelt. Tiene un potencial negativo respecto al cátodo y actúa como rejilla evitando la dispersión de los electrones.

Para producir un haz fino y enfocado sobre la muestra se emplean lentes magnéticas que varían la trayectoria de los electrones mediante un campo magnético. El sistema de lentes está compuesto por una o varias lentes condensadoras y una lente objetivo. El campo electromagnético se produce en un carrete cilíndrico imponiendo un movimiento helicoidal a las partículas cargadas. Los electrones, que llegan con distintos ángulos al campo de la lente, experimentan distintas modificaciones en sus trayectorias pero, al ser aproximadamente igual su velocidad ya que depende del potencial

acelerador, la intensidad del campo se puede ajustar para que todos lleguen a un mismo punto, lo que produce el enfoque.

Entre los detectores más comunes cabe destacar: el detector de electrones secundarios para obtener imágenes de alta resolución (Secondary Electron Image o SEI), el detector de electrones retrodispersados que permite la obtención de imágenes de composición y topografía de la superficie (Backscattered Electron Image o BEI) y el detector EDX que permite coleccionar los rayos X generados por la muestra y realizar el análisis elemental de la superficie de la misma (Energy Dispersive X-Ray Spectrometer o EDX).

3.- ESPECTROSCOPIA DE RAYOS X POR DISPERSIÓN DE ENERGÍA (EDX)

El detector de rayos X por dispersión de energía (Energy Dispersive X-Ray Spectrometer o EDX) es un tipo de detector que, asociado a un microscopio electrónico de barrido, permite coleccionar los rayos X generados por la muestra y realizar el análisis elemental de la superficie de la misma.

Los choques inelásticos de los electrones incidentes provenientes del haz excitan los átomos de la muestra cediéndoles parte de su energía cinética. Cuando los átomos vuelven a su nivel fundamental emiten la radiación X característica. La emisión de rayos X característicos se produce con una frecuencia proporcional a dicho salto energético. Los detectores de rayos X se basan en medir la longitud de onda o la energía de los fotones producidos.

El análisis EDX es una técnica no destructiva y permite determinar elementos químicos con número atómico entre 4 y 92, es decir, del Berilio al Uranio, y conocer su proporción relativa en la muestra. Una de las principales ventajas que presenta esta técnica es la posibilidad de determinar simultáneamente todos los elementos de la muestra en tiempos de análisis muy cortos (del orden de 60 s).

En cuanto a las desventajas debemos señalar que tiene menor sensibilidad que las técnicas analíticas de adsorción atómica y fluorescencia de rayos X. El análisis está limitado a superficies lisas y pulidas ya que la rugosidad de la misma produce efectos de interferencia electrónica que aumentan el error en el análisis. Al analizar los rayos X producidos por la muestra sólo se pueden determinar los elementos que la componen, sin poder distinguir estados de oxidación y sin poder determinar moléculas.

Como al error imputable a la técnica se une que el área analizada es muy puntual, se necesitan realizar varios análisis en puntos aleatorios de la misma zona para obtener la composición real de la muestra.

En los espectrómetros EDX el detector es un cristal de silicio conectado a un pre-amplificador (transistor de efecto campo) ambos montados sobre un tubo de cobre que mantiene el dispositivo refrigerado con nitrógeno líquido. Este conjunto está contenido en un recipiente que se encuentra bajo un vacío del orden de 10^{-6} torr. Cuenta con una ventana, generalmente de berilio, por la que penetran los rayos X emitidos por la muestra (Figura 2.11).

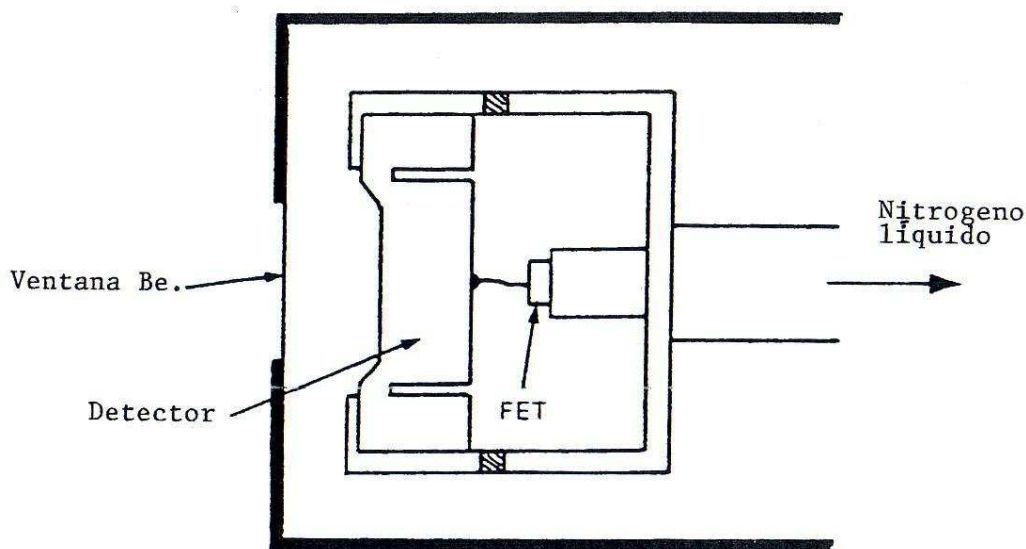


Figura 2.11. Esquema del detector de un EDX.

En este tipo de detectores las consideraciones geométricas no son determinantes y únicamente resulta conveniente que el detector capte el mayor ángulo sólido posible en relación a la muestra con el fin de recoger el máximo número de rayos X.

Los fotones incidentes con suficiente energía generan, al llegar al cristal semiconductor, pares electrón-hueco. Al someter el cristal a un campo eléctrico para impedir la recombinación de los electrones y huecos se genera un impulso de corriente cuya intensidad es proporcional a la energía del fotón incidente.

Los impulsos son analizados por un analizador multicanal donde se convierten en impulsos de voltaje que cargan un condensador. Al descargarse linealmente se activa el funcionamiento de un oscilador de alta precisión en el que el número de ciclos es proporcional a la amplitud del impulso, actuando en la práctica como un convertidor analógico-digital. La información así acumulada consiste en un cierto número de impulsos o cuentas en una serie de canales que se han de calibrar de modo que corresponda a una determinada energía.

Una vez realizada la detección, durante un determinado tiempo de recuento, es preciso comparar el número de impulsos o cuentas con los producidos cuando se excita en las mismas condiciones un elemento puro o una sustancia de composición conocida, dando así lugar a las distintas posibilidades de análisis cuantitativo.

Este último tipo de espectrómetro es el que posee la Universidad de Córdoba en el Servicio Central de Apoyo a la Investigación (S.C.A.I.) y es con el que se han realizado las diferentes experiencias.

Análisis elemental

A pesar de la simplicidad de un espectro de rayos X la interpretación de una muestra multicomponente puede ser difícil si coexisten elementos ligeros y pesados y/o interesa conocer tanto los elementos que se encuentran en elevada concentración, como los menores y traza. La presencia de elementos de bajo número atómico (hasta 30) puede pasar desapercibida o enmascarada por otros elementos.

Para realizar un correcto análisis cualitativo se necesita conocer la energía/longitud de onda específica de todas las líneas características de cada elemento y actuar ordenadamente en la interpretación del más o menos complejo espectro obtenido.

La óptima eficacia (cercana al 100%) que presentan los EDX, para el intervalo de energías comprendido entre 3 - 10 keV, hace que la intensidad relativa de los picos de todas las familias de líneas sea casi idéntica al valor de la señal de rayos X emitida por la muestra. Por otra parte, para líneas situadas por encima de 5 keV, las diferencias de energías que presentan los distintos miembros de una familia de líneas son suficientemente amplias para que pueda reconocerse más de una línea de cada elemento presente en la muestra. Por ambas razones la región de elevada energía del espectro es la que comienza a examinarse en el análisis cualitativo de una muestra.

La identificación de los picos se inicia por el más intenso, del que se determina su energía y, por consiguiente, la línea y el elemento al que probablemente pertenece. A continuación se deben localizar las restantes líneas de dicho elemento existentes en el espectro para confirmar su presencia.

En el proceso de identificación de un elemento es de gran ayuda conocer las intensidades relativas de los distintos grupos de líneas puesto que si la relación entre dos picos de un mismo grupo se desvía del valor que típicamente le corresponde hay que suponer que se ha cometido un error en la identificación.

Una vez identificadas todas las líneas importantes de la región de elevada energía del espectro se pasa a la región de baja energía y se repite el proceso de identificación. A continuación se revisan los picos de menor intensidad que corresponden a los elementos minoritarios y traza. Dentro de estos solo deberán considerarse los que tengan significación estadística, es decir, aquellos cuyas intensidades sean al menos tres veces superiores a la desviación estándar del fondo.

Por último, deben considerarse los elementos que pueden haber quedado enmascarados por las interferencias. Debido a la baja resolución de los EDX será particularmente difícil el análisis de muestras que contengan simultáneamente sulfuros y sulfatos de plomo y molibdeno, potasio y uranio o silicio y estroncio. En estos casos es preciso examinar otras posibles líneas aplicando potenciales de excitación muy elevados (30 - 40 KeV). Un ejemplo de espectro de rayos X se muestra en la Figura 2.12.

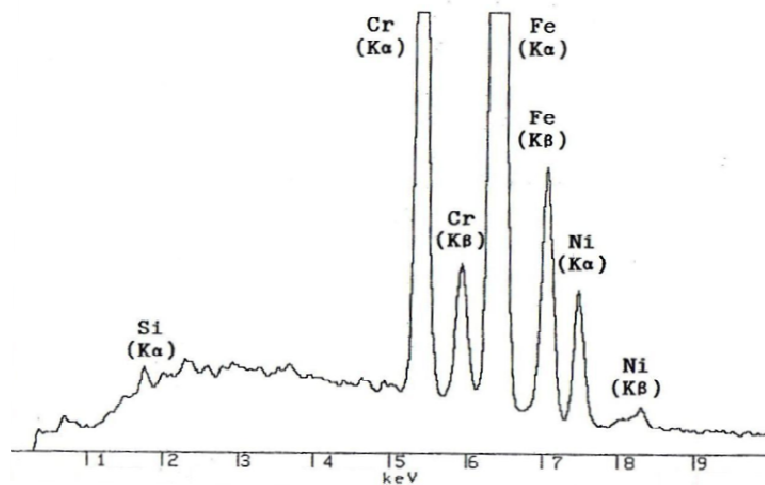


Figura 2.12. Espectro de emisión de rayos X de una acero inoxidable austenítico.

Para hacer el análisis cuantitativo de una muestra se utiliza la ecuación

$$K_i = C_{(i)} \frac{I_i}{I_{(i)}}, \quad (2.18)$$

donde K_i es la concentración de un elemento cualquiera en una muestra multicomponental, I_i es la intensidad de radiación X característica del elemento en la muestra problema, $I_{(i)}$ la intensidad de radiación X en un patrón de composición conocida y $C_{(i)}$ es la concentración del elemento en el patrón.

Las concentraciones obtenidas de esta manera (concentraciones en primera aproximación) deben ser corregidas ya que, como consecuencia de los diferentes tipos de interacciones que tienen lugar entre los electrones incidentes y de la muestra, existen una serie de factores instrumentales y fenómenos físicos que hacen que la radiación característica que llega al detector no coincida con la intensidad generada en la muestra.

Los factores instrumentales son bien conocidos y se pueden minimizar eligiendo los parámetros experimentales adecuados para el análisis. Los fenómenos físicos más importantes son la retrodispersión, el frenado, la absorción y la fluorescencia. El paso de la concentración de primera aproximación a concentración real se hace mediante el cálculo de los factores físicos de corrección tanto para la muestra como para el patrón pues el comportamiento de los electrones y de los rayos X es diferente en uno y en otro.

Capítulo 3

Dispositivo Experimental

CAPITULO 3. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

En este capítulo se describen el equipamiento y el montaje experimental utilizados en el estudio experimental del comportamiento de cátodos termoiónicos en una antorcha de plasma de arco transferido.

1.- EQUIPAMIENTO UTILIZADO

Antorcha

La antorcha es el equipo que genera el arco eléctrico entre el cátodo y el ánodo. En nuestro caso se trata de una antorcha de corriente continua de arco transferido Kemppi, modelo TIG-350 DC-P a presión atmosférica. La antorcha cuenta con diversos componentes siendo el más importante la pistola, que es donde se coloca el cátodo. En la Figura 3.1 se muestra un esquema de la sección de la pistola, así como la disposición del ánodo y de la columna de plasma.

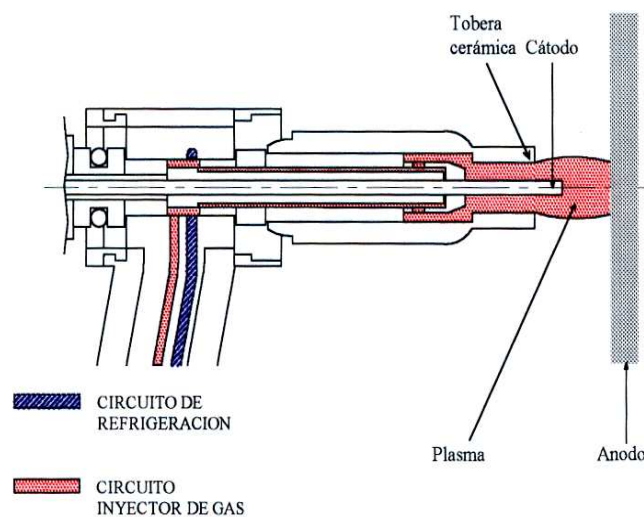


Figura.3.1. Esquema de la pistola utilizada.

El resto del equipamiento de la antorcha se compone de un generador de potencia (Kemppi, modelo PS 5000), un sistema de refrigeración (Kemppi, modelo WU 10), un panel de control para seleccionar el tipo de arco (continuo o pulsado) (Kemppi, modelo TU 50), una unidad de control de la intensidad del arco y la frecuencia del

pulsado (Kemppi, modelo C 100 P), un display digital para la medida de la intensidad de corriente y de la caída de potencial del arco (Kemppi, modelo MU 20D) y un pedal Hobart para la activación a distancia.

La diferencia de potencial interelectródica V se controla variando la distancia entre el cátodo y el ánodo, mientras que la intensidad de corriente I se regula por medio del mando de la unidad de control del arco (de 0 A a 350 A). Esos dos parámetros se muestran en el display digital y a partir de ellos se puede calcular la potencia de trabajo.

La pistola está conectada al panel de control y al sistema de refrigeración, manteniendo la parte posterior del cátodo refrigerada con agua. El ánodo también está conectado al panel de control (conexión a tierra) mediante una pinza de masa y un cable solda, cerrando de esta manera el circuito eléctrico.

La inyección de gas se realiza a través de una serie de huecos en la pieza de sujeción del cátodo, dentro de la tobera cerámica. Se forma así una cortina de gas que envuelve completamente al cátodo asegurando que la descarga eléctrica se produce a través del gas plasmógeno y evitando el contacto del aire atmosférico con el electrodo.

Cátodos

Se han seleccionado para realizar las experiencias cátodos de tungsteno puro (W) y de tungsteno dopado con óxido de torio al 2% en peso (W + Th) por encontrarse entre los más utilizados industrialmente. Ambos tienen un diámetro de 2.4 mm y una longitud de 150 mm.

La punta de los cátodos se ha pulido con una afiladora con disco de diamante hasta darle una forma cónica con un ángulo interno de 68° . En la Figura 3.2 se compara sobre un papel milimetrado la forma de la punta de dos cátodos: uno plano y otro con forma cónica.

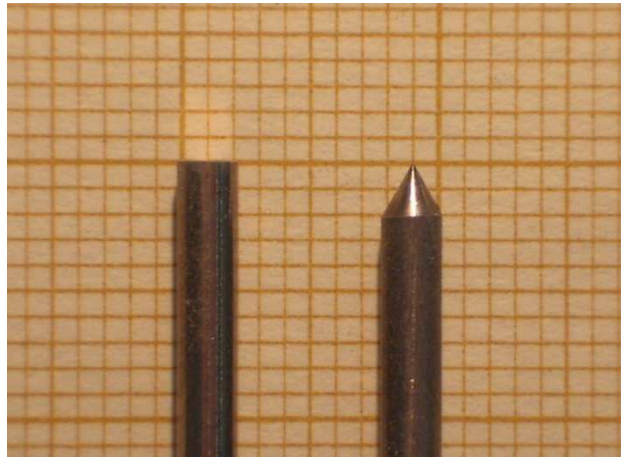


Figura 3.2. Distintos tipos de punta de cátodos sobre un papel milimetrado.

Ánodo

Se diseñó y construyó un ánodo de cobre refrigerado por agua. Consiste en un primer bloque de cobre con forma de paralelepípedo recto rectangular de dimensiones $6 \times 6 \times 3$ cm unido a un segundo bloque de cobre de la misma forma con dimensiones de $3 \times 3 \times 15$ cm (Figura 3.3). El primer bloque está hueco y dispone de dos conectores que permiten la entrada y salida de agua a través de tubos flexibles. La cara mayor de este bloque es la que se enfrenta al cátodo y, por tanto, la que recibe todo el calor proveniente de la descarga. Al estar refrigerado por agua se evita su deterioro por fundición a la vez que se elimina la posible contaminación del arco y del cátodo con material anódico evaporado. El segundo bloque facilita la conducción de la corriente eléctrica y es donde se conecta la pinza de masa y el cable solda de la antorcha.



Figura 3.3. Ánodo de cobre.

Al ser la superficie del ánodo plana y estar colocada perpendicularmente al eje del arco y al flujo de gas plasmógeno la descarga es muy estable. La intensidad y el potencial del arco permanecen constantes durante todo el funcionamiento del arco.

Gas plasmógeno

En todas las experiencias se ha utilizado como gas plasmógeno una mezcla de argón (pureza > 99.99%) e hidrógeno (pureza > 99.999%). Se ha mantenido un flujo constante de 20 slm con la proporción de 98% de argón y 2% de hidrógeno. Esta pequeña cantidad de hidrógeno se añade para prevenir la formación de óxidos en la superficie del cátodo provocados por la reacción del oxígeno atmosférico con el cátodo durante su funcionamiento a alta temperatura [Casado et al., 2002].

Espectrómetro

Se utilizó un espectrómetro Stellarnet modelo EPP2000 VIS con una red de difracción de 600 líneas por milímetro, un slit de entrada de 50 nm y una cámara CCD con 2048 píxeles. Su precio es inferior a 3000 €. Sus dimensiones son $6 \times 17 \times 20.5$ cm y su peso es de 0.5 kg. Es capaz de obtener un espectro completo dentro del rango de detección de 350 a 1150 nm con una resolución interpolada de 0.5 nm. El tiempo de integración se puede variar desde 4 ms hasta 65 s. Se recoge la luz procedente del blanco a través de una fibra óptica con conector SMA905.

Un espectrómetro típico de 320 mm de distancia focal tiene unas dimensiones aproximadas de $40 \times 40 \times 20$ cm y 20 kg de peso. Permite obtener espectros de aproximadamente 150 nm de anchura con una resolución de 0.05 nm y un tiempo de integración de 1 ms, aunque estas características dependen de la cámara CCD, PDA, CMOS o el fototubo multiplicador acoplado. El precio aproximado de un equipo así es de 20000 €. En comparación, el espectrómetro utilizado en este trabajo presenta las siguientes ventajas: es más pequeño y ligero, lo que facilita su manejo; permite recoger un espectro en longitudes de onda más amplio aunque con menor resolución, lo que supone una mayor versatilidad en las experiencias que se pueden desarrollar con él, y su coste es mucho menor.

Se ha verificado que el espectrómetro utilizado ofrece una respuesta lineal con el tiempo de integración. Para ello se ha obtenido el espectro de emisión de un objeto usando diferentes tiempos de integración (Figura 3.4) y a continuación se ha dividido cada espectro por su correspondiente tiempo de integración (Figura 3.5). Se puede observar que todos los espectros mostrados en la Figura 3.5 se superponen, comprobándose de esta manera la linealidad en la respuesta del equipo. Por tanto, la normalización que se impondrá a todos los espectros adquiridos consistirá en dividirlos por el tiempo de integración con el que se han tomado. De esta manera podrán ser comparados entre sí.

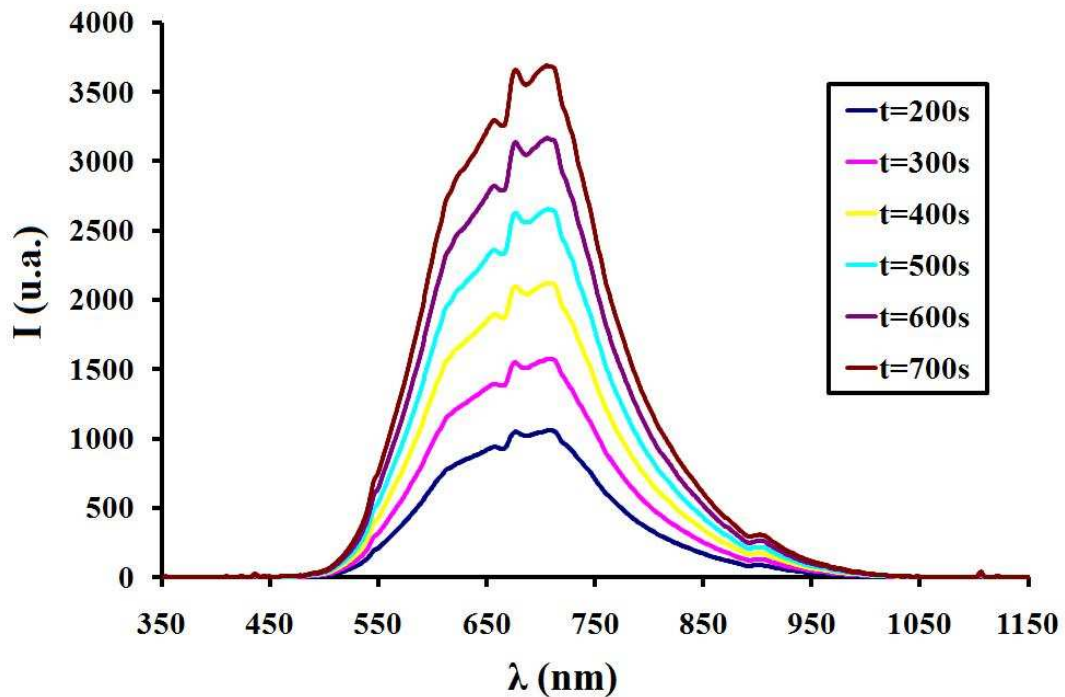


Figura 3.4. Espectros de radiación para un cuerpo tomado con distintos tiempos de integración.

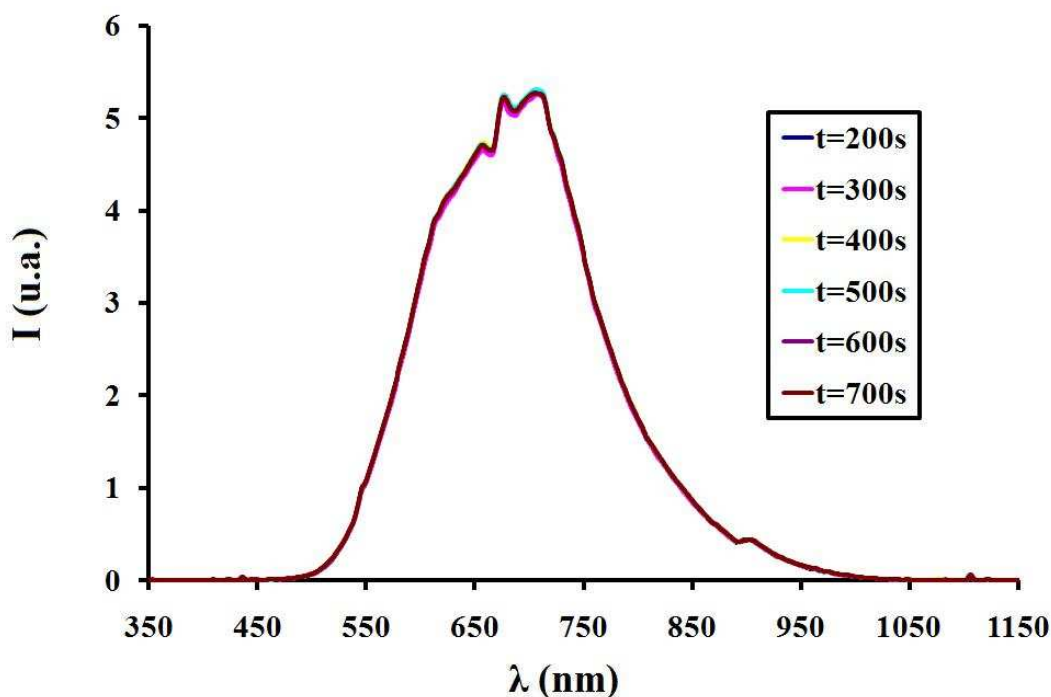


Figura 3.5. Espectro de radiación para un cuerpo tomado con distintos tiempos de integración divididos por su tiempo correspondiente.

Antes de obtener cualquier espectro se tomó un espectro de referencia (“dark”) que se obtiene tapando la entrada de luz al equipo, con lo que se asegura que todos los espectros tendrán la misma base.

Microscopio electrónico

Se ha usado el microscopio disponible en el Servicio Central de Apoyo a la Investigación (S.C.A.I.) de la Universidad de Córdoba. Se trata de un microscopio electrónico de barrido (Scanning Electron Microscope o SEM) marca JEOL modelo JSM 6300 con resolución de 3 - 4 nm (a 30 kV y $wd = 8$ mm) y magnificación de 20 a 300.000 aumentos. Este equipo permitió explorar tanto la punta completa de los cátodos, utilizando una baja magnificación, como los detalles de las estructuras que aparecen sobre la superficie del cátodo, utilizando una alta magnificación. Con él se realizaron, además, mediciones de longitud sobre las superficies de los cátodos.

El microscopio está equipado con un detector de electrones secundarios de 3.5 nm (a 30 kV y $wd = 8$ mm), un detector de electrones retrodispersados de 10.0 nm (a 30 kV y $wd = 8$ mm) y un detector INCA ENERGY 250 para la espectroscopía EDX (Energy Dispersive X-Ray Spectroscopy) de tipo SiLi con ventana ATW2 y resolución de 138 eV a 5.9 keV. Permite detectar elementos con número atómico entre 5 (boro) y 92 (uranio). Estos detectores nos permitieron conocer las variaciones en la composición de la superficie catódica producidas por el arco.

Balanza

Para realizar las medidas de pérdida de masa se ha utilizado una balanza de precisión COBOS modelo TR-104, cuya precisión es de 0.1 mg.

Cámara digital

Las fotografías del cátodo con el arco en funcionamiento se han realizado con una cámara digital Werlisa, modelo WD 510 de 5.0 Mpx.

Elementos ópticos

Los diferentes elementos ópticos que usamos en el montaje experimental son: un tele-microscopio formado por una serie de filtros y lentes que nos permitieron tomar con seguridad las imágenes del funcionamiento de los cátodos con la cámara digital, dos lentes dobles y acromáticas que formaron una imagen virtual del cátodo a cierta distancia del mismo, un pinhole que sólo deja pasar la radiación emitida por una zona muy reducida del cátodo y una fibra óptica que, conectada al espectrómetro, nos permitió registrar el espectro de emisión del cátodo.

2.- MONTAJE EXPERIMENTAL

En la Figura 3.6 se muestra un esquema y una fotografía de la vista cenital del montaje experimental, el cual está compuesto por los siguientes elementos: una cámara digital con filtros, un tele-microscopio, un ánodo, una antorcha transferida, dos lentes, un pinhole, una fibra óptica, un espectrómetro y un ordenador.

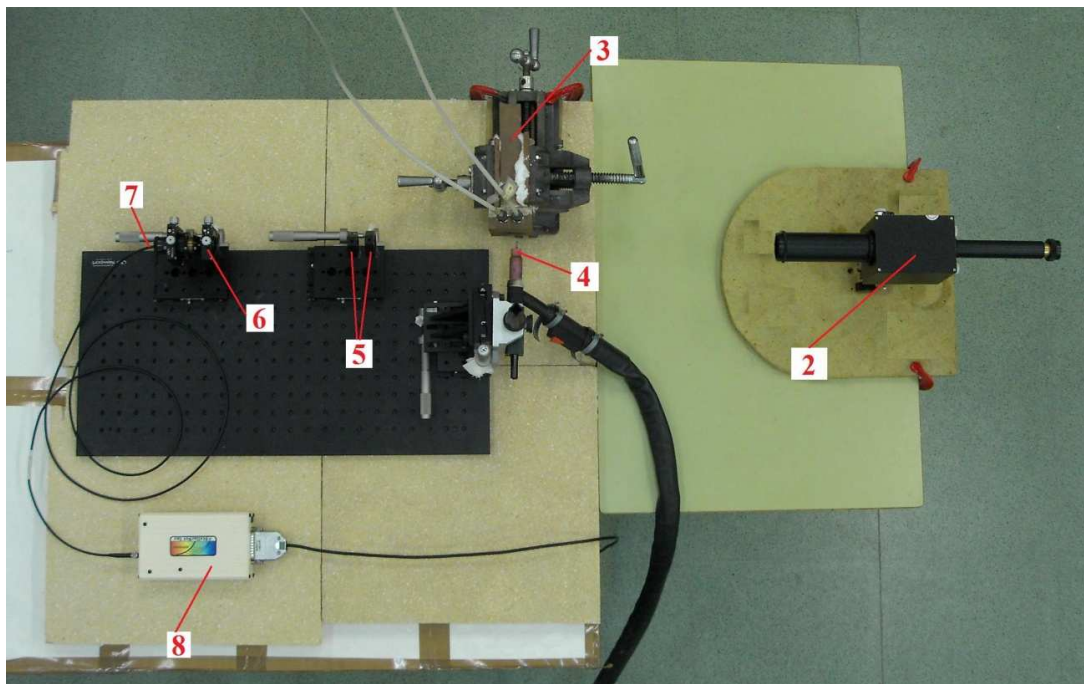
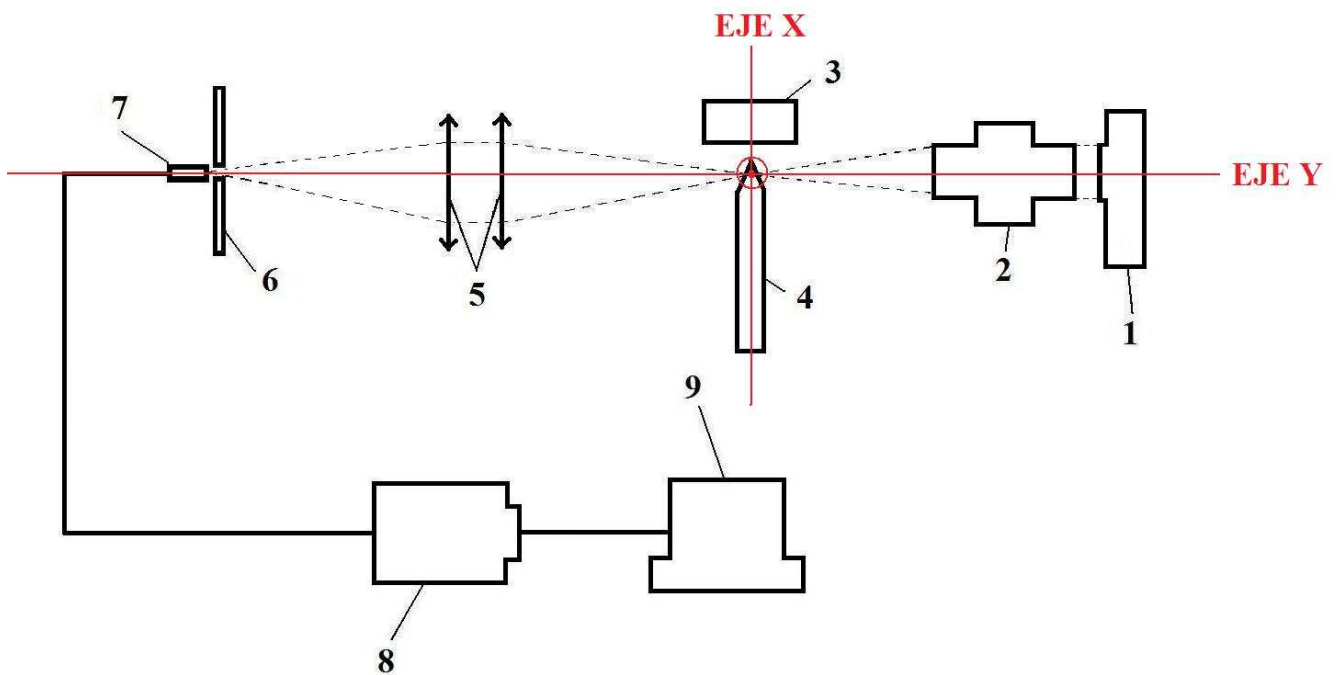


Figura 3.6. Montaje experimental. 1: Cámara digital con filtros (ausente en la fotografía), 2: tele-microscopio, 3: ánodo, 4: antorcha transferida, 5: lentes, 6: pinhole, 7: fibra óptica, 8: espectrómetro, 9: ordenador (ausente en la fotografía).

Todos estos elementos están fijados a una placa calibrada de aluminio sobre una mesa nivelada de azulejos. De esta forma se pueden desplazar independientemente unos de otros y fijarlos con exactitud una vez encontrada la posición deseada. Definamos un sistema de coordenadas cartesianas de la siguiente manera (ver esquema en la Figura 3.6): el origen de coordenadas se sitúa en la punta del cátodo; el eje X es el eje de simetría cilíndrica del cátodo y es perpendicular a la superficie del ánodo; el eje Y es el eje de simetría cilíndrica del tele-microscopio y pasa por el centro óptico de las lentes y el pinhole y el eje Z es perpendicular a la placa donde está fijado el dispositivo.

Para alinear el cátodo con el resto de los elementos del montaje y poder seleccionar con precisión la zona donde se va a medir la temperatura se fija la pistola de la antorcha con el cátodo a dos plataformas de desplazamiento micrométrico mediante una mordaza. Estas plataformas pueden desplazar al cátodo a lo largo de los ejes X y Z con una precisión de 1 μm (Figura 3.7).

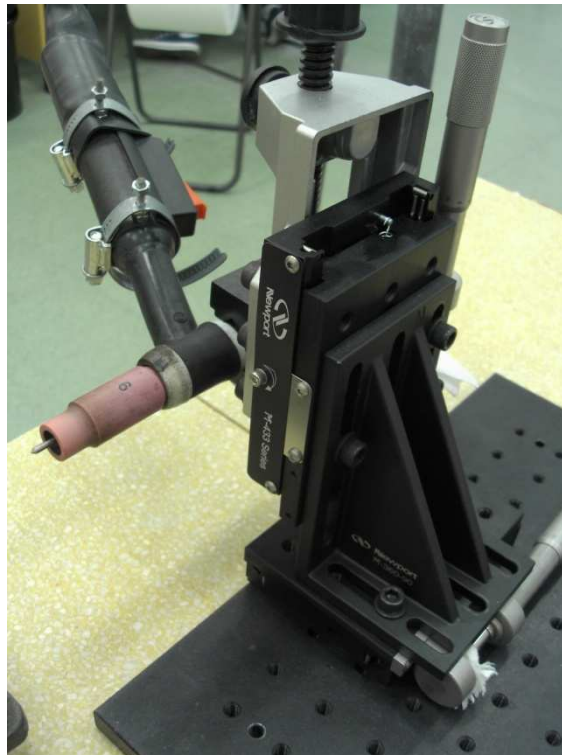


Figura 3.7. Sujeción de la pistola.

El ánodo está fijado a un banco de desplazamiento horizontal y transversal que hace posible su desplazamiento en los ejes X e Y respectivamente. La fijación se realiza a través de una mordaza con dos placas cerámicas protegidas por una manta térmica de fibra de vidrio para evitar posibles fugas de corriente. Este montaje permite variar la distancia interelectródica y, por lo tanto, el potencial de trabajo del arco.

La alta luminosidad de la columna del arco y de la punta incandescente del cátodo hace imposible la observación directa del mismo por lo que, para realizar las fotografías del cátodo en funcionamiento, se interpone un juego de filtros y lentes (tele-microscopio) entre el arco y la cámara digital.

Por el otro lado del cátodo, en el eje Y, se sitúa un juego de lentes dobles y acromáticas montadas sobre una plataforma de desplazamiento micrométrico. La combinación de lentes escogida nos asegura que no se producirán aberraciones cromáticas en el rango de longitudes de onda comprendido entre 400 y 2500 nm. Las lentes utilizadas tienen una distancia focal de 200 mm, por lo que si colocamos un objeto a la distancia de 200 mm delante de la primera lente se formará la imagen virtual sin ampliación del objeto a dicha distancia detrás de la segunda lente. Con esto se consigue una imagen virtual sin ampliación del objeto a 400 mm del mismo. En nuestro caso el objeto es la punta del cátodo. De esta manera podremos recoger el espectro de radiación del cátodo de manera segura y eficiente. La plataforma de desplazamiento permite el movimiento conjunto de las lentes en el eje Y con precisión de 1 μm y se utiliza para situar las lentes a la distancia adecuada respecto al cátodo.

Para poder enfocar la zona del cátodo deseada sin necesidad de aumentar la imagen se coloca un pinhole de 10 μm de diámetro en la posición donde las lentes forman la imagen. De esta forma se asegura que solo la luz que proviene de un área circular de 10 μm de diámetro del cátodo atraviesa el pinhole, permitiendo recoger el espectro de emisión de una zona muy concreta del cátodo. Este elemento está montado sobre una plataforma de desplazamiento micrométrico junto con un soporte para la fibra óptica, lo que nos permite ajustar la distancia entre el pinhole y las lentes acromáticas con precisión.

Finalmente se utiliza una fibra óptica para llevar la luz emitida por el cátodo al espectrómetro. La fibra óptica utilizada tiene un diámetro de 400 μm para asegurar que se recoge toda la luz que atraviesa el pinhole. Está conectada al espectrómetro y éste a su vez a un ordenador donde se obtienen y procesan los diferentes espectros recogidos mediante el software *SpectraWiz* ®.

Todos los elementos que componen el montaje experimental se han colocado y alineado uno a uno con un láser para que sus centros ópticos coincidan. Se ha comprobado que la intensidad recogida con el espectrómetro era máxima al alinear cada elemento para evitar pérdidas de la luz emitida por el cátodo.

Capítulo 4

Procedimiento Experimental

CAPITULO 4. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

En este capítulo se describe la metodología llevada a cabo para la realización del estudio experimental. En primer lugar se describe cómo se estableció el arco de la descarga y, a continuación, cómo se han llevado a cabo las medidas durante el funcionamiento de la antorcha: medición de temperatura de la punta del cátodo y estudio del anclaje del arco mediante fotografías. Finalmente se explica cómo se realizaron las medidas hechas una vez extinguido el arco: estudio SEM y EDX de la superficie del cátodo, medida de la erosión y del área emisora de electrones.

1.- ESTABLECIMIENTO DEL ARCO

El arco de plasma se establece mediante una descarga eléctrica inicial de alta frecuencia entre el cátodo y el ánodo. A partir de ese momento el arco se mantiene gracias a la diferencia de potencial existente entre los electrodos. La intensidad de corriente se fija mediante el regulador de la antorcha que controla una fuente de intensidad. La diferencia de potencial necesaria la establece automáticamente el equipo. Para aumentar la diferencia de potencial a una corriente dada, se debe aumentar la distancia entre el cátodo y el ánodo. Sin embargo, si esta distancia es demasiado grande puede extinguirse el arco. Mientras menor sea la intensidad de corriente menor es la distancia interelectródica para la cual el arco se extingue.

Antes de iniciar el arco se deja salir el gas plasmógeno durante un tiempo aproximado de 30 s para asegurarnos que en la zona entre el cátodo y el ánodo se forma una atmósfera de este gas y se ha expulsado el aire. Después de cortar el arco se deja salir gas plasmógeno durante 5 minutos para acelerar el proceso de enfriamiento del cátodo después de su funcionamiento y proteger al cátodo del aire atmosférico hasta que su temperatura sea suficientemente baja, evitando así reacciones de oxidación entre el material catódico y el oxígeno atmosférico.

La antorcha puede funcionar en régimen continuo o pulsado, siendo la duración mínima del pulso de 0.5 s. En el presente trabajo se ha estudiado únicamente el funcionamiento de la antorcha en régimen continuo.

Se ha elegido un valor de potencial interelectródico igual a 22 V para todas las experiencias con el fin de tener un arco estable y poder comparar los resultados con valores obtenidos en anteriores trabajos [Casado et al., 2001 y 2002].

Se eligieron valores de intensidad de corriente de 50, 70, 100, 130 y 150 A para los cátodos de tungsteno puro y de 30, 50, 70, 100, 130, 150, 180 y 200 A para los cátodos de tungsteno dopados con óxido de torio. Para los cátodos binarios es posible alcanzar mayores intensidades de trabajo puesto que no existen problemas asociados al fundido del material que están presentes en los cátodos de tungsteno puro. Es por ello que se ha hecho funcionar en el arco a los cátodos de tungsteno puro con intensidades menores a 150 A y sólo durante 5 minutos mientras que los cátodos de tungsteno toriado han funcionado con intensidades de hasta 200 A durante 10 minutos.

Al utilizar cátodos de tungsteno puro con valores de intensidad menores que 50 A no fue posible mantener desde el inicio del arco caídas de potencial interelectródica superiores a 18 V. Muñoz-Serrano et al. [2005] encontraron que el régimen de trabajo de un cátodo de tungsteno para una caída de potencial catódica inicial mayor o igual que 20 V es diferente al régimen de trabajo que se tiene para potenciales más bajos. Estos autores demostraron que para un potencial interelectródico de 15 V el spot se extingue y aparece un nuevo spot en otro lugar de la superficie del cátodo, mientras que para un potencial interelectródico de 20 V o mayor el spot alcanza un estado estacionario en un punto fijo sobre la superficie catódica. Por esta razón no se han realizado experiencias con los cátodos de tungsteno puro utilizando intensidades de arco menores que 50 A para garantizar en todo momento el régimen de trabajo estable del spot.

2.- MEDIDA DE LA TEMPERATURA DE LA SUPERFICIE CATÓDICA

El montaje experimental explicado en el epígrafe 2 del capítulo 3 permite realizar la medida de la temperatura de la superficie catódica durante el funcionamiento del cátodo en la antorcha de plasma. Para medir la temperatura de funcionamiento del electrodo se ha utilizado el método de pirometría de un color descrito en el apartado 1.2

del capítulo 2. Según las características propias del equipamiento utilizado este método es el más adecuado y produce el menor error en la medida.

Puesto que las intensidades medidas para cada longitud de onda recogidas por el espectrómetro son relativas (unidades arbitrarias) es necesario calibrar el espectrómetro para obtener los valores de intensidad absoluta ($\text{Wm}^{-3}\text{sr}^{-1}$) que más tarde serán utilizados para calcular la temperatura de la superficie catódica. A continuación se describe el proceso seguido para la calibración del equipo.

2.1.- CALIBRACIÓN DEL EQUIPO

El sistema óptico de detección utilizado responde de forma diferente según las distintas longitudes de onda por lo que los valores de las intensidades de línea medidos deberán ser corregidos con la curva de respuesta espectral del sistema $R(\lambda)$. Para determinar esta respuesta, para poder comparar medidas realizadas en distintas longitudes de onda y para obtener las medidas de intensidades de forma absoluta se ha usado una lámpara de cinta (“ribbon lamp”) de tungsteno calibrada (Polaron Engineering Ltd. Tipo 28/G/UV) a una temperatura de 2500 K (Figura 4.1).

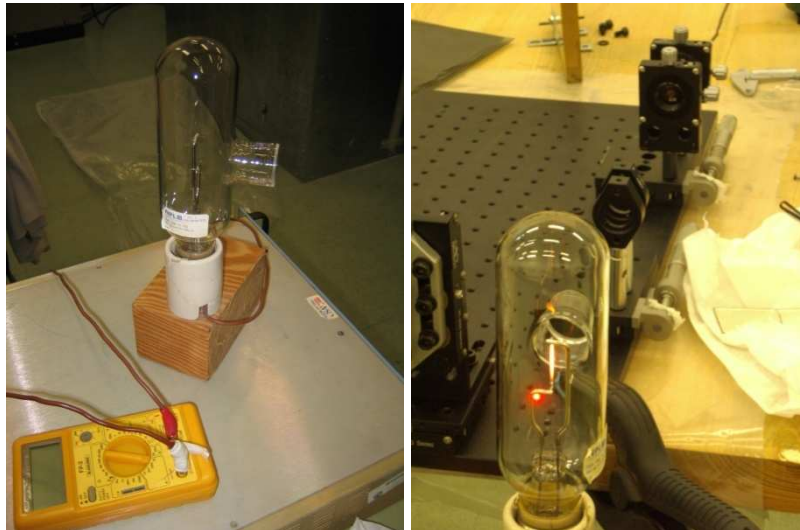


Figura 4.1. Lámpara de calibración de tungsteno (izquierda). Montaje para la calibración del dispositivo experimental (derecha).

La intensidad luminosa $I_{medida}^{calibracion}(\lambda, T)$ que se registra procedente de la lámpara que emite a una cierta temperatura T , es proporcional a la respuesta del sistema óptico $R(\lambda)$ multiplicada por la intensidad teórica emitida por la lámpara, $I_{emitida}^{calibración}(\lambda, T)$:

$$I_{medida}^{calibracion}(\lambda, T) = GR(\lambda)I_{emitida}^{calibración}(\lambda, T). \quad (4.1)$$

La constante de proporcionalidad G da cuenta de la geometría del sistema de medida, es decir, de los elementos que forman el dispositivo experimental y de su disposición relativa. Si se conociera el factor G para cada geometría de medida, se podría conocer $R(\lambda)$ de manera exacta. Sin embargo, esto no es posible en la práctica. Por ello, se utilizó la misma geometría de medida para calibrar el equipo y para registrar la luz emitida por el cátodo durante las mediciones (Figura 4.1 derecha). De este modo el producto $GR(\lambda)$ es el mismo en todas las mediciones.

La intensidad de luz que se registra procedente del cátodo, $I_{medida}^{objeto}(\lambda, T)$, se relaciona con la intensidad emitida por una expresión similar a la (4.1):

$$I_{medida}^{objeto}(\lambda, T) = GR(\lambda)I_{emitida}^{objeto}(\lambda, T). \quad (4.2)$$

Eliminando $GR(\lambda)$ de (4.1) y (4.2) se obtiene

$$I_{emitida}^{objeto}(\lambda, T) = I_{medida}^{objeto}(\lambda, T) \cdot \frac{I_{emitida}^{calibración}(\lambda, T)}{I_{medida}^{calibracion}(\lambda, T)}, \quad (4.3)$$

donde $I_{medida}^{calibracion}(\lambda, T)$ y $I_{medida}^{objeto}(\lambda, T)$ son determinadas experimentalmente mientras que $I_{emitida}^{calibración}(\lambda, T)$ está tabulada para el tungsteno.

La calibración se realizó a 2500 K, temperatura cercana a la máxima nominal de la lámpara de calibración (2573 K). La intensidad $I_{medida}^{calibracion}(\lambda, T)$ a esta temperatura registrada por el espectrómetro fue muy débil y con demasiado ruido. Para corregir este efecto se ha suavizado el espectro asignando a cada longitud de onda su valor de

intensidad promediado con los dos valores correspondientes a las longitudes de onda contiguas. De esta manera se obtiene el espectro de emisión suavizado de la lámpara de referencia a 2500 K que se muestra en la Figura 4.2.

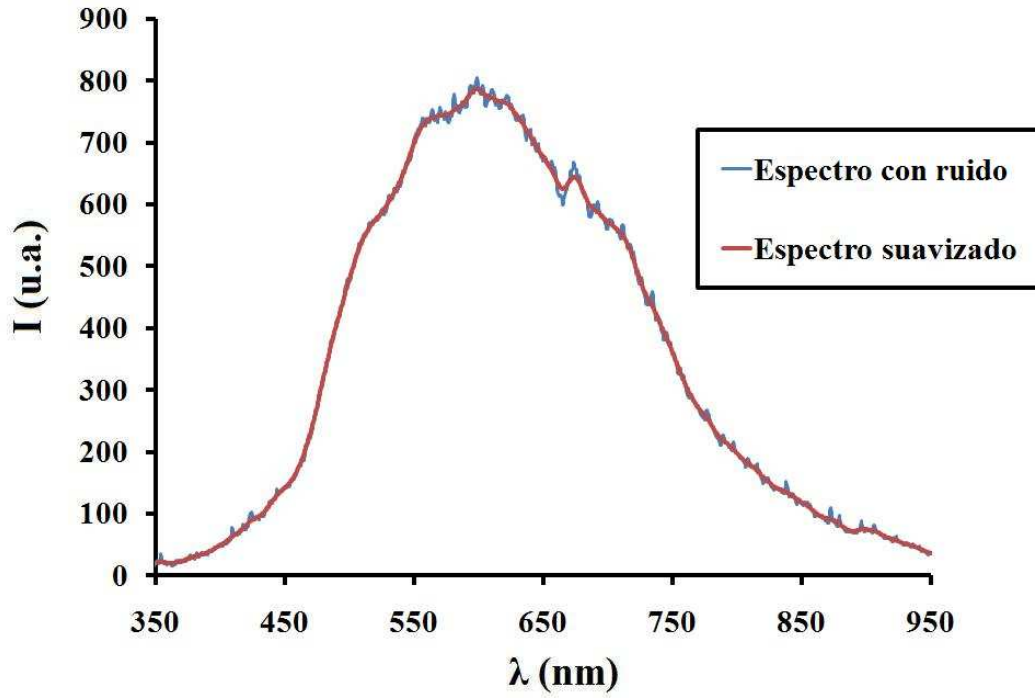


Figura 4.2. Espectros de emisión de la lámpara de referencia a 2500 K.

Una estimación del error teórico que se comete al emplear el método de pirometría de un color se obtiene a partir de la ecuación para la radiancia espectral de un cuerpo en su forma diferencial

$$\frac{\Delta T}{T} = \left| \left(\frac{\Delta N_{\lambda}}{N_{\lambda}} - \frac{\Delta \epsilon_{\lambda}}{\epsilon_{\lambda}} \right) \frac{1}{B} \right| \quad (4.4)$$

donde $B = \frac{Ae^A}{e^A - 1}$ y $A = \frac{C_2}{\lambda T}$. Se puede observar que el error en el cálculo de la temperatura es función del error en la medida de la radiancia y de la emisividad.

El error relativo en la medida de la radiancia viene dado por la manera de obtenerla, en nuestro caso, a partir de $I_{medida}^{calibracion}(\lambda, T)$, $I_{medida}^{objeto}(\lambda, T)$ y $I_{emitida}^{calibracion}(\lambda, T)$. El error en la medida de las dos primeras intensidades viene dado por la sensibilidad del espectrómetro, que es un 0.04% del valor de la medida. La última intensidad está tabulada para el tungsteno, por lo que se considera sin error.

Para calcular el valor de la emisividad espectral hemos usado los datos de las tablas de De Vos [1954], por lo que el error relativo en la medida de la emisividad lo consideramos dado por el error en la interpolación de datos en una tabla de doble entrada.

Esto hace que el error mínimo teórico que cometemos al medir la temperatura de un cuerpo con una temperatura inferior a 4000 K sea menor que el 0.013%. Este no será el error experimental que se cometa al medir la temperatura de un blanco debido a los errores instrumentales. Para estimar el error cometido real se midió la temperatura de la lámpara de tungsteno calibrada, obteniéndose los resultados presentados en la Tabla 4.1. Se puede observar que el método utilizado produjo un error aproximado del 0.1%, que es muy pequeño.

Prueba	T teórica (K)	T experimental (K)
1	2329.6	2327.95
2	2522.19	2521.26

Tabla 4.1. Verificación del método de medida de temperatura.

Las mediciones de temperatura se realizaron utilizando la longitud de onda de 721 nm. Los espectros de emisión del argón, del tungsteno y del torio no tienen ninguna línea de emisión a menos de 0.5 nm de dicha longitud de onda (Figura 4.3), por lo que no perturbarán la intensidad medida. Así mismo, el hidrógeno, el oxígeno y el cobre tampoco tienen líneas de emisión cercanas a la elegida.

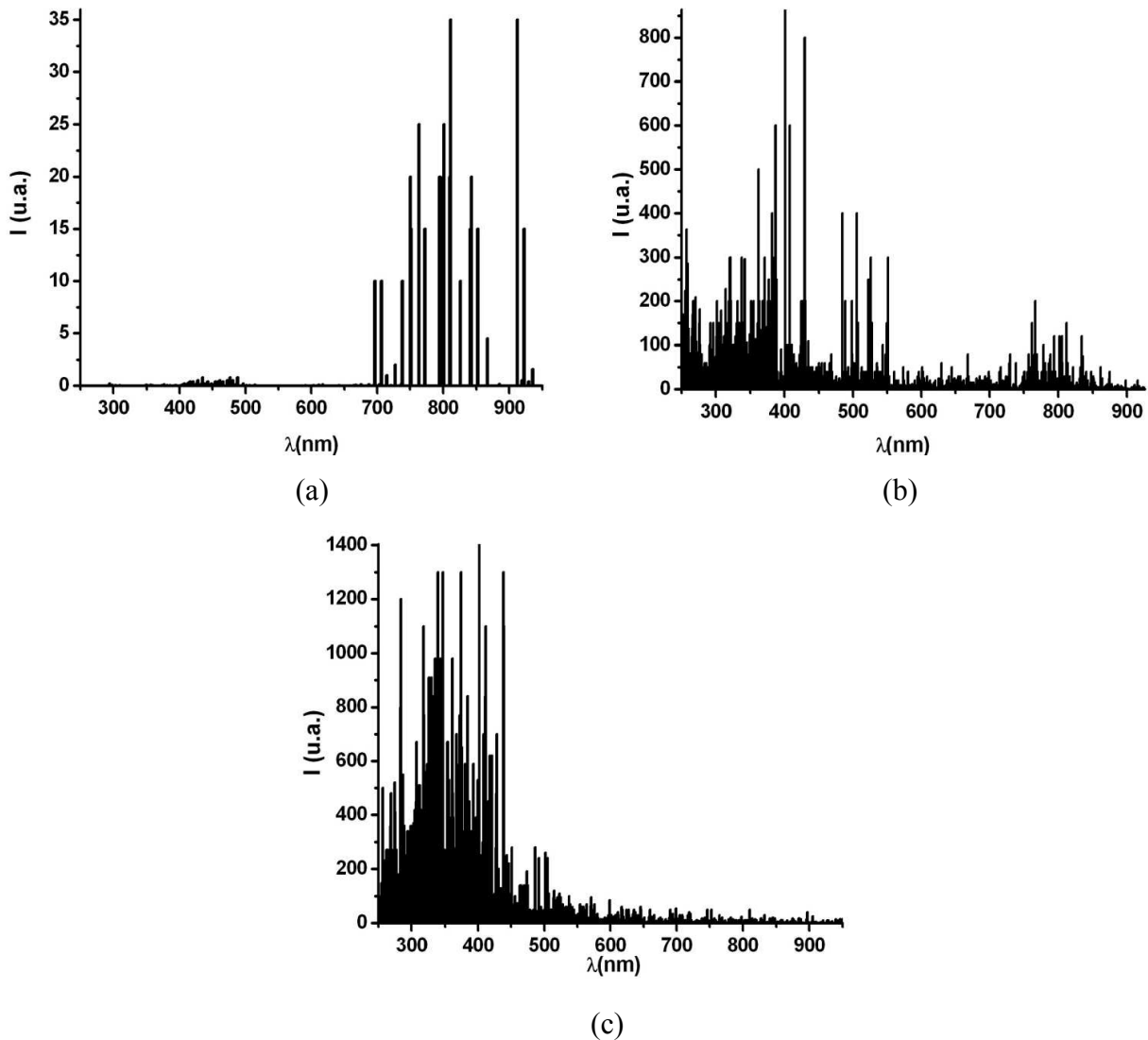


Figura 4.3. Líneas de emisión del argón (a), tungsteno (b) y torio (c) obtenidos del National Institute of Standards and Technology (NIST).

Zhou y Heberlein [1995] con longitudes de onda de 820 - 822 nm y 920 - 922 nm comprobaron experimentalmente que en cátodos cónicos de tungsteno toriado de 3.2 mm de diámetro trabajando en argón, la intensidad de radiación continua procedente del plasma es menor que el 10% de la intensidad de radiación proveniente del cátodo. Esto hace que el error en la medida de la temperatura de este tipo de cátodos mediante el método de pirometría de un color sea menor que el 2%.

En nuestro caso se ha calculado que el error estadístico que se comete en la medida de la temperatura de un cátodo en funcionamiento es de ± 40 K, y se ha estimado que la intensidad de radiación continua procedente del plasma causa un error menor que el 4% en la medida de la temperatura de funcionamiento de un cátodo.

2.2.- PROCEDIMIENTO DE MEDIDA

Para medir la temperatura de un cátodo es necesario en primer lugar colocar la zona del cátodo de la que se quiere medir la temperatura alineada con el resto de dispositivos, como se ha explicado en el capítulo anterior. Una vez que se establece el arco con las condiciones deseadas (tipo de cátodo, intensidad y voltaje) se conecta el espectrómetro al montaje. Se ajusta el tiempo de integración de manera que el espectro recogido sea lo más intenso posible sin llegar a saturar el equipo. El espectro que se recoge se toma como la media de tres espectros sucesivos para evitar que posibles fluctuaciones ocasionales del arco produzcan variaciones en el espectro.

En el caso de los cátodos de tungsteno puro, se hizo funcionar el arco un tiempo de 5 minutos para cada valor de intensidad tomando el espectro de emisión del cátodo cada minuto. Se observó que la punta de los electrodos de tungsteno puro se deforma y se consume rápidamente (Figura 4.4). Se comprobó que para una intensidad de 50 A la punta del electrodo se consume 305 μm tras 5 minutos de funcionamiento, aunque casi toda la pérdida de material se produce durante los primeros segundos de funcionamiento. Para una intensidad de 150 A se consume 327 μm . Para asegurar que siempre se recoge el espectro de emisión de una misma zona de la punta del electrodo se enfocó una zona circular de 10 μm de diámetro situada a 500 μm de distancia de la punta inicial del electrodo. Para intensidades mayores el consumo del electrodo es excesivo e imposibilita realizar las medidas de temperatura.

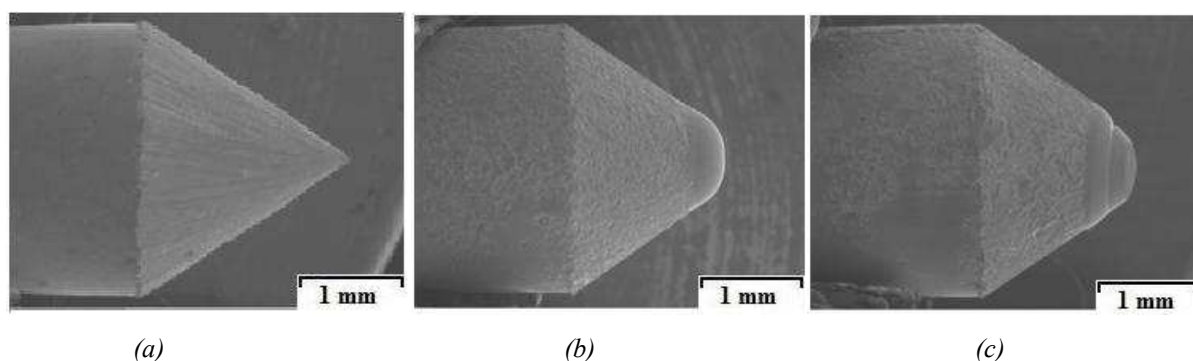


Figura 4.4. Punta de un electrodo de tungsteno sin usar (a), usada a $I = 50$ A (b) y a $I = 150$ A (c) durante 1 minuto. Imágenes obtenidas por SEM (ampliación $\times 30$).

Para los cátodos de tungsteno dopado con óxido de torio se hizo funcionar el arco un tiempo de 10 minutos para cada valor de intensidad tomando el espectro de emisión del cátodo cada dos minutos. Se enfocó una zona situada a 100 μm de distancia de la punta del electrodo ya que se comprobó previamente que la punta de los electrodos de tungsteno con torio no se deforman (Figura 4.5).

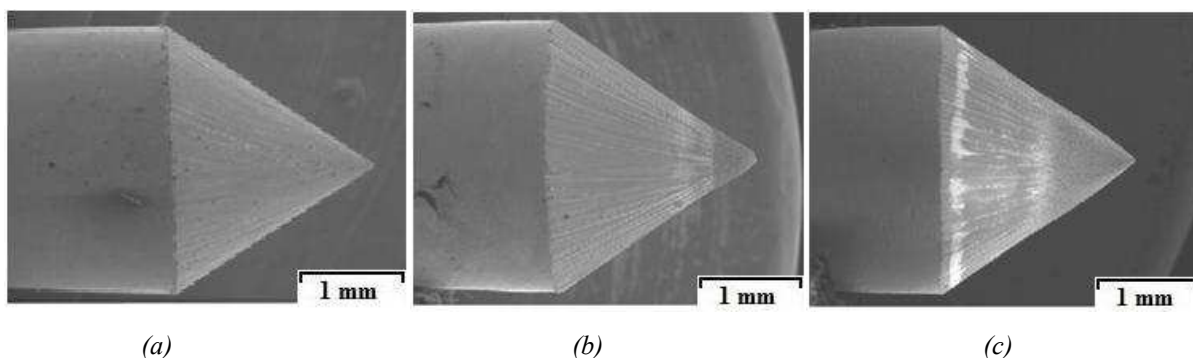


Figura 4.5. Punta de un electrodo de tungsteno dopado con óxido de torio sin usar (a), usada a $I = 50\text{ A}$ (b) y a $I = 150\text{ A}$ (c) durante 1 minuto. Imágenes obtenidas por SEM (ampliación $\times 30$).

Los espectros recogidos se ajustan en longitud de onda ya que el espectrómetro puede introducir algún desplazamiento. Para ello se utiliza la intensidad correspondiente a la línea de longitud de onda de 696.5 nm, que es una línea intensa de emisión de argón relativamente cercana a la longitud de onda utilizada para la pirometría de un color. Para el ajuste, se busca el valor máximo de intensidad del espectro en un rango de $\pm 1\text{ nm}$ en torno a 696.5 nm y se desplaza todo el espectro hasta hacer coincidir este máximo con su localización a 696.5 nm (Figura 4.6).

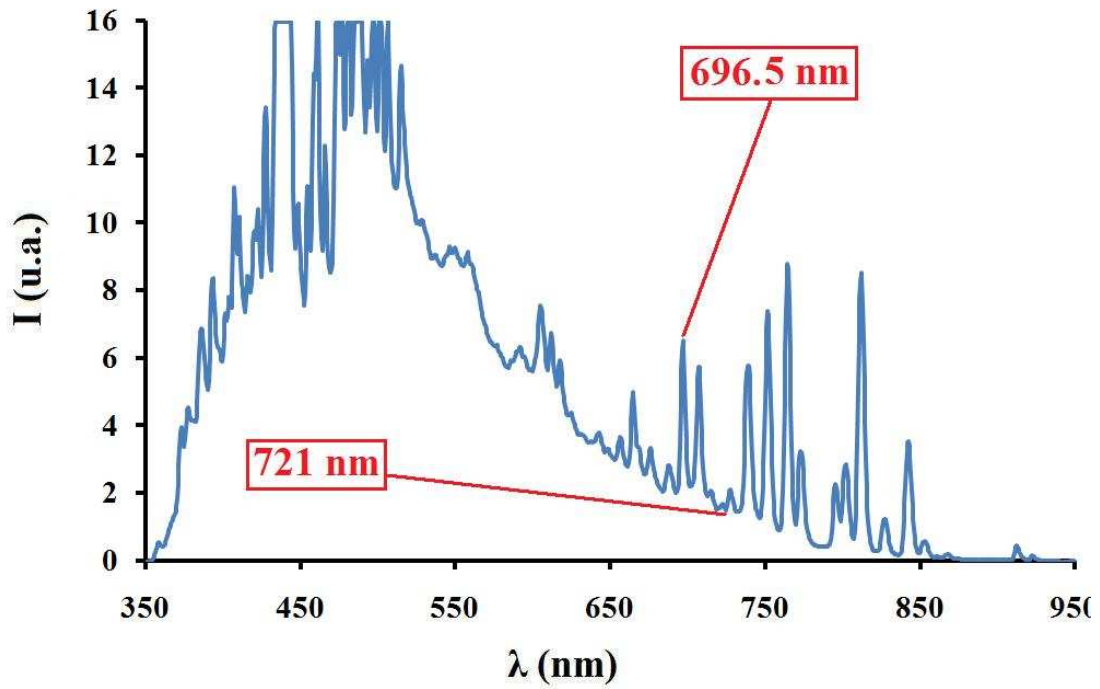


Figura 4.6. Ejemplo del espectro de emisión de un cátodo.

Finalmente se obtiene la radiancia espectral del cátodo, N_λ , y la temperatura T se determina de la expresión

$$N_\lambda = \frac{\varepsilon_\lambda C_1}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]} \quad (4.5)$$

con $\lambda = 721$ nm. La emisividad ε_λ del cátodo varía con la temperatura. Por ello es necesario un proceso iterativo para obtener T de (4.5), que se ha instrumentado en un programa informático. Como parámetros de entrada el programa requiere el valor de la radiancia espectral del cátodo, la longitud de onda correspondiente a dicho valor de radiancia (721 nm en nuestro caso) y un valor inicial de temperatura del cátodo. Con este valor inicial de temperatura se calcula un valor inicial de emisividad a partir de las tablas de De Vos [1954]. Una vez obtenido el valor de emisividad se resuelve la ecuación (4.5) obteniéndose un nuevo valor de temperatura del cátodo, con el que se calcula de nuevo la emisividad y con ella de nuevo la temperatura. Este proceso se realiza iterativamente hasta que se llega a una solución de emisividad y temperatura que no varía. Dado el bajo porcentaje de torio en el cátodo binario, se ha supuesto que la

emisividad del tungsteno toriado coincide con la del tungsteno, por lo que el programa informático para calcular la temperatura es el mismo en los dos cátodos estudiados. Una descripción detallada del programa informático desarrollado para el cálculo de la temperatura a partir del método de pirometría de un color se presenta en el Anexo B de la presente tesis.

3.- OBSERVACIÓN DE LA SUPERFICIE CATÓDICA DURANTE SU FUNCIONAMIENTO

Para estudiar el anclaje del arco en el cátodo se han realizado fotografías de los cátodos durante su funcionamiento situando la cámara fotográfica detrás del telemicroscopio según el esquema mostrado en el apartado 2 del capítulo 3. El estudio fue realizado en los mismos cátodos de tungsteno puro y tungsteno toriado utilizados para la medición de temperatura, simultáneamente con el proceso de medición de esta.

Para los cátodos de tungsteno puro se ha tomado una fotografía del cátodo cada minuto a lo largo de los 5 minutos de la prueba, mientras que para los cátodos de tungsteno toriado se ha tomado una fotografía del cátodo cada dos minutos durante los 10 minutos de la prueba, para cada valor de intensidad.

4.- ESTUDIO DE LA MORFOLOGÍA Y COMPOSICIÓN SUPERFICIAL

Se ha realizado un estudio de la morfología de la punta de los cátodos y de la composición de la misma mediante las técnicas SEM y EDX en los cátodos de tungsteno puro y en los cátodos de tungsteno toriado que se utilizaron para las mediciones de temperatura.

Para estudiar la morfología de la punta de los cátodos se han tomado imágenes por microscopía SEM de la superficie a distintas escalas ($\times 30$, $\times 100$ y $\times 2500$). De esta manera se obtiene una visión general de toda la punta del cátodo y se pueden estudiar en detalle las estructuras que aparecen en las diferentes zonas encontradas. Para el estudio de la composición se han realizado dos análisis EDX para cada zona encontrada

en los cátodos de tungsteno puro y tres análisis para cada zona encontrada en los cátodos de tungsteno con torio. Estos últimos requieren de mayor análisis para poder determinar el comportamiento del dopante.

5.- MEDIDA DEL ÁREA EMISORA

La medición del área emisora de electrones de la superficie catódica permite realizar una estimación de la densidad de corriente total en el cátodo. Dicha medida se ha realizado a partir de las imágenes obtenidas con el microscopio electrónico y se ha llevado a cabo en los cátodos utilizados en las pruebas descritas anteriormente después de ser usados en la antorcha. Como ejemplo se muestra una imagen obtenida con el microscopio y un esquema de la misma en la Figura 4.7.

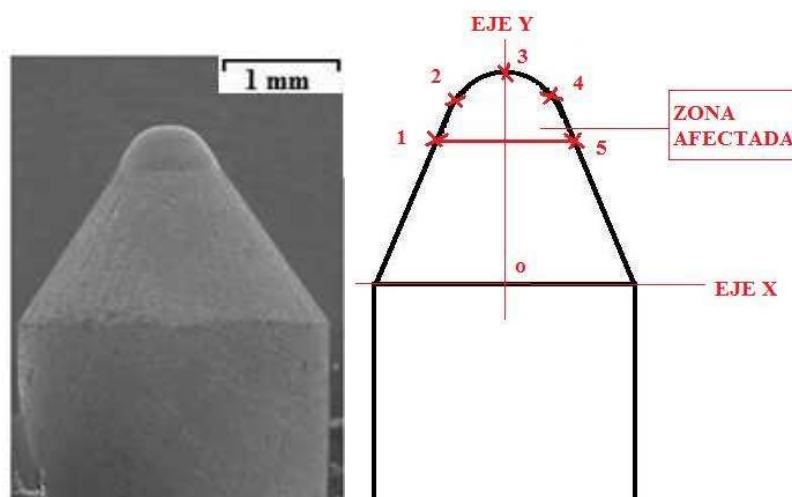


Figura 4.7. Ejemplo de fotografía SEM de un cátodo de tungsteno usado (izquierda) y esquema de la fotografía (derecha).

Antes de medir el área emisora es necesario determinar cuál es la zona emisora de electrones. Esto se determinó mediante los resultados del análisis morfológico y de composición que se describen en el capítulo siguiente. En los cátodos de tungsteno puro el área emisora coincide con la zona fundida, mientras que en los cátodos de tungsteno toriado es una zona de alta porosidad y sin torio ubicada en la punta del cátodo. En los cátodos de tungsteno puro se puede medir directamente sobre la fotografía la anchura de la zona emisora, como se puede ver en la Figura 4.7. En los cátodos de tungsteno toriado sólo se puede distinguir la zona emisora en imágenes con una gran

magnificación. Esto hace que no se pueda hacer una fotografía donde aparezca la zona emisora completa con la ampliación necesaria para distinguirla del resto de zonas. Para poder medir su anchura se marcan los puntos de comienzo y final de la zona emisora en imágenes con una gran magnificación y se mide la distancia entre dichos puntos en otra imagen con una magnificación baja.

Para calcular el área emisora S se dibuja un sistema de referencia sobre la fotografía como se muestra en el esquema de la Figura 4.7. Se toman los puntos marcados con números de 1 a 5 siendo los puntos 1 y 5 los correspondientes al límite de la zona emisora; los puntos 2 y 4 donde se curva el perfil del cátodo y el punto 3 el corte del perfil del cátodo con el eje de coordenadas Y. Debido a la erosión del cátodo la curva del perfil del cátodo (curva C que une los puntos 1 a 5) no es simétrica.

Para obtener la función del perfil se ajusta un segmento de recta entre los puntos 1 y 2, otro entre los puntos 4 y 5 y una parábola entre los puntos 2, 3 y 4. Se obtienen así dos ramas de la curva del perfil: la rama C_i que pasa por los puntos 1, 2 y 3; y la rama C_d que pasa por los puntos 3, 4 y 5. Para calcular S se calcula el área de la superficie de revolución generada por cada rama al rotar en torno al eje Y antes definido, obteniendo así dos valores de áreas: S_i y S_d . El área emisora se obtiene como la media aritmética de S_i y S_d . Una vez obtenida el área emisora S , la densidad de corriente en el spot j se obtiene como el cociente entre la intensidad de corriente I del arco y S .

Conviene destacar que la punta de los cátodos se deforma rápidamente durante su funcionamiento en el arco, por lo que evaluar el área del spot como la superficie lateral de un cono de altura conocida no es una buena aproximación.

6.- MEDIDA DE LA EROSIÓN

Para finalizar el estudio experimental del funcionamiento de los cátodos de tungsteno puro y tungsteno toriado se ha realizado la medida de la erosión de los cátodos empleados en las pruebas descritas anteriormente. Los cátodos fueron pesados en la balanza de precisión antes y después de su funcionamiento en el arco obteniendo así la pérdida de masa Δm que sufren. La erosión Δm^* se obtiene de

$$\Delta m^* = \frac{\Delta m}{It}, \quad (4.6)$$

donde I es la intensidad de corriente utilizada en cada caso y t es el tiempo de funcionamiento del arco.

Capítulo 5

Resultados y Discusión

CAPITULO 5. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En este capítulo se presentan y discuten los resultados experimentales obtenidos. Esto incluye los resultados del estudio morfológico de la punta del cátodo y del análisis de la composición de la superficie de la misma, junto con las mediciones experimentales de la temperatura del spot, del área emisora del cátodo, de la densidad de corriente y de la erosión ocurrida en los electrodos durante su uso en la antorcha. Además, se evalúa la función trabajo efectiva de los cátodos, el campo eléctrico en la superficie del spot y la corrección de Schottky utilizando los resultados experimentales obtenidos.

1.- ESTUDIO MORFOLÓGICO DE LA SUPERFICIE CATÓDICA

Las observaciones del movimiento del anclaje del arco sobre la superficie catódica, tanto en cátodos de tungsteno como de tungsteno toriado, para un arco con el potencial interelectródico fijado a 22 V y variando la intensidad, nos permite concluir que el arco permanece anclado e inmóvil en la punta de los cátodos. Como ejemplo, se muestran fotografías de un cátodo de tungsteno puro (Figura 5.1) y de un cátodo de tungsteno toriado (Figura 5.2), ambos funcionando a la intensidad de 100 A, en distintos instantes de tiempo.

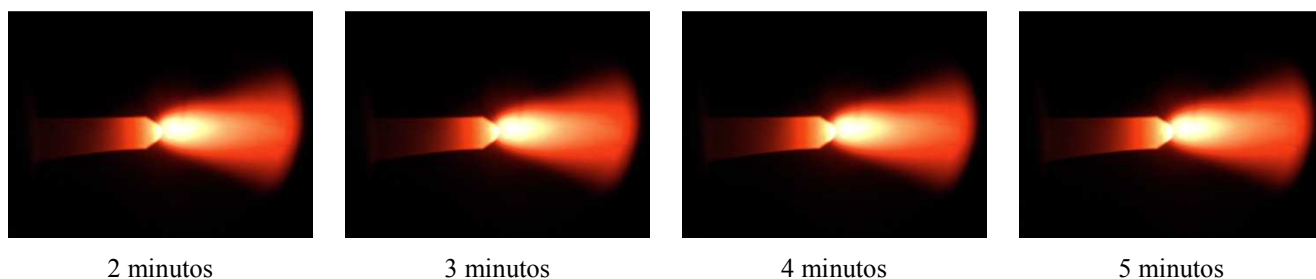


Figura 5.1. Fotografías del cátodo de tungsteno en distintos instantes de tiempo después del inicio del arco con 100 A.

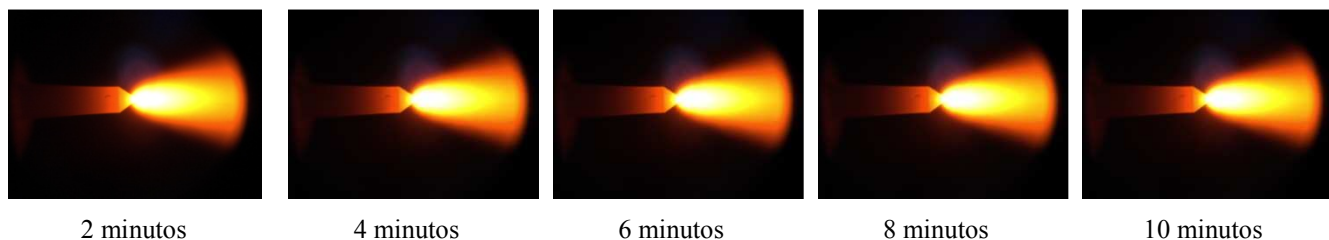


Figura 5.2. Fotografías del cátodo de tungsteno toriado en distintos instantes de tiempo después del inicio del arco con 100 A.

Este resultado corrobora de forma experimental los resultados obtenidos de forma teórica por Muñoz-Serrano et al. [2005] para cátodos de tungsteno puro. En ese trabajo se modela un cátodo de tungsteno con una función trabajo constante e igual a 4.5 eV y se obtiene que para una caída de potencial catódica mayor que 20 V el spot no se extingue y permanece fijo, mientras que para una caída de potencial catódica menor que 15 V, el spot se extingue y el arco se mueve sobre la superficie del cátodo.

El ajuste de la diferencia de potencial del arco se realiza a través de la distancia interelectródica d_i . Para aumentar la diferencia de potencial a una corriente dada se aumenta la distancia entre el cátodo y el ánodo. Diferentes intensidades requieren de distancias d_i distintas para obtener un mismo valor de potencial. En la Tabla 5.1 se presentan las distancias interelectródicas necesarias para mantener la diferencia de potencial entre los electrodos del arco constante e igual a 22 V. Para el cálculo de los errores se han seguido las técnicas descritas en Squires [1968], Sánchez del Rio [1989], Baird [1991] y Rabinovich [1995].

	W	W + Th
I (A)	d_i (mm)	d_i (mm)
30		9 ± 1
50	11 ± 1	10 ± 1
70	12 ± 1	12 ± 1
100	12 ± 1	12 ± 1
130	12 ± 1	12 ± 1
150	12 ± 1	12 ± 1
180		12 ± 1
200		12 ± 1

Tabla 5.1. Distancia interelectródica d_i para un potencial de 22 V a diferentes intensidades en cátodos de tungsteno y tungsteno toriado.

Se observa que en los cátodos estudiados las distancias interelectródicas para mantener el potencial fijo a 22 V son iguales al variar la intensidad desde 70 a 150 A en el caso de cátodos de tungsteno puro, y entre 70 y 200 A en el caso del tungsteno toriado.

A continuación presentamos una comparación del aspecto que tiene la punta del cátodo durante el funcionamiento del arco y el aspecto de ésta una vez finalizado el arco.

En la Figura 5.3 se muestran fotografías de la punta de los cátodos de tungsteno puro durante su funcionamiento en el arco y tras el mismo. Las fotografías mostradas del cátodo en funcionamiento son una ampliación de las obtenidas a través del montaje experimental descrito en el capítulo 3 tras 4 minutos del inicio del arco. Las fotografías del cátodo tras cortar el arco están realizadas mediante SEM. Todas están a la misma escala para poder compararlas entre sí. En la Figura 5.4 se muestran los detalles de las distintas zonas que aparecen en la superficie de los cátodos de tungsteno después de ser utilizados en el arco, mediante fotografías SEM a mayor magnificación.

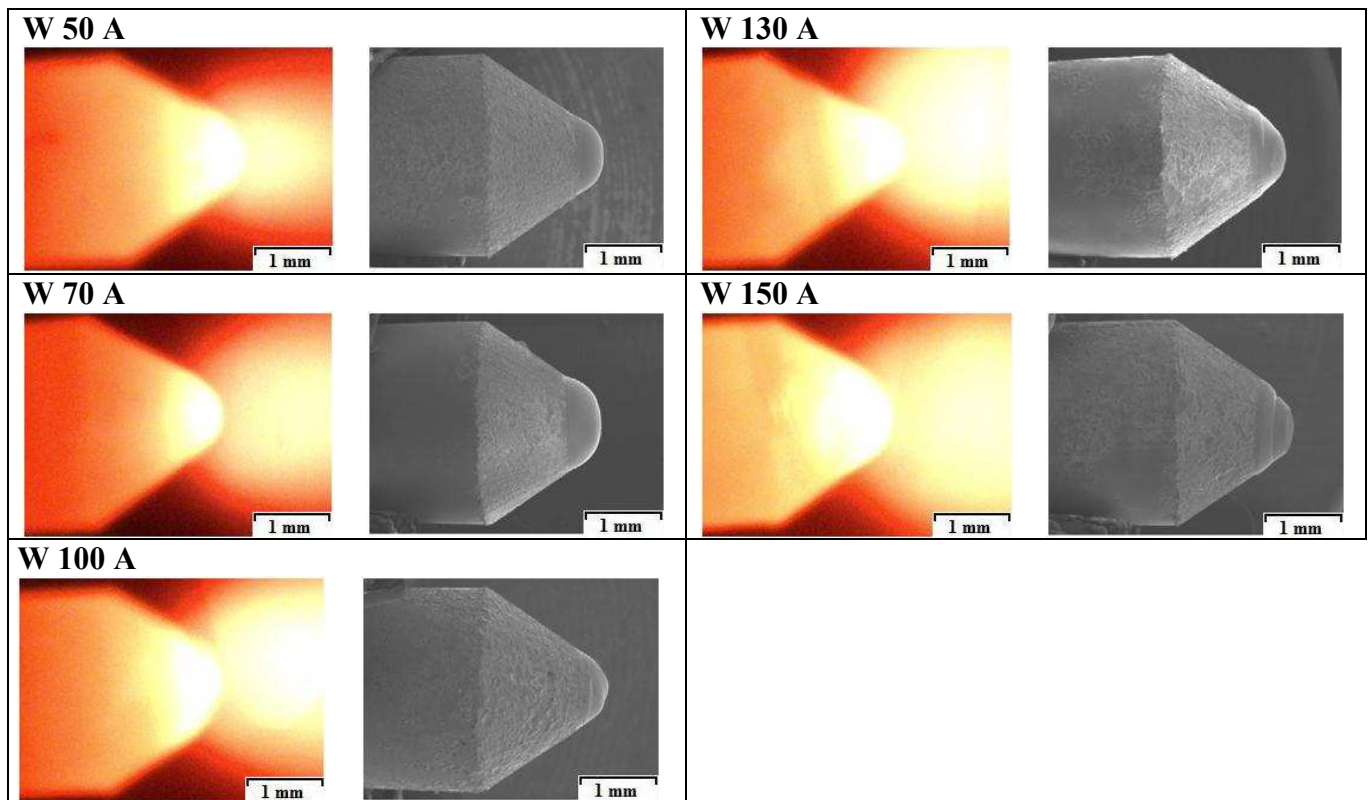


Figura 5.3. Fotografías de los cátodos de tungsteno usados con distintas intensidades de corriente (ampliación $\times 30$). Para cada intensidad se muestra el cátodo en funcionamiento (izquierda) y tras cortar el arco (derecha).

Las puntas de los cátodos de tungsteno puro se funden y se deforman para todas las intensidades estudiadas. Se observó que la deformación se produce fundamentalmente durante los quince primeros segundos de funcionamiento. Después del funcionamiento en el arco, la zona fundida aparece completamente lisa (Figura 5.4b) y claramente diferenciada del resto del cátodo, que llamaremos zona normal. La superficie del cátodo cercana a la parte fundida (Figura 5.4c) muestra un aspecto similar a la superficie del cátodo sin usar (Figura 5.4a) pero con la suavización de los salientes producidos en la superficie catódica por el afilado del cátodo. A medida que nos movemos por la zona normal alejándonos de la punta del cátodo, la suavización de los salientes se va perdiendo (Figura 5.4d) y la superficie catódica se va haciendo idéntica a la de un cátodo sin usar (Figura 5.4a).

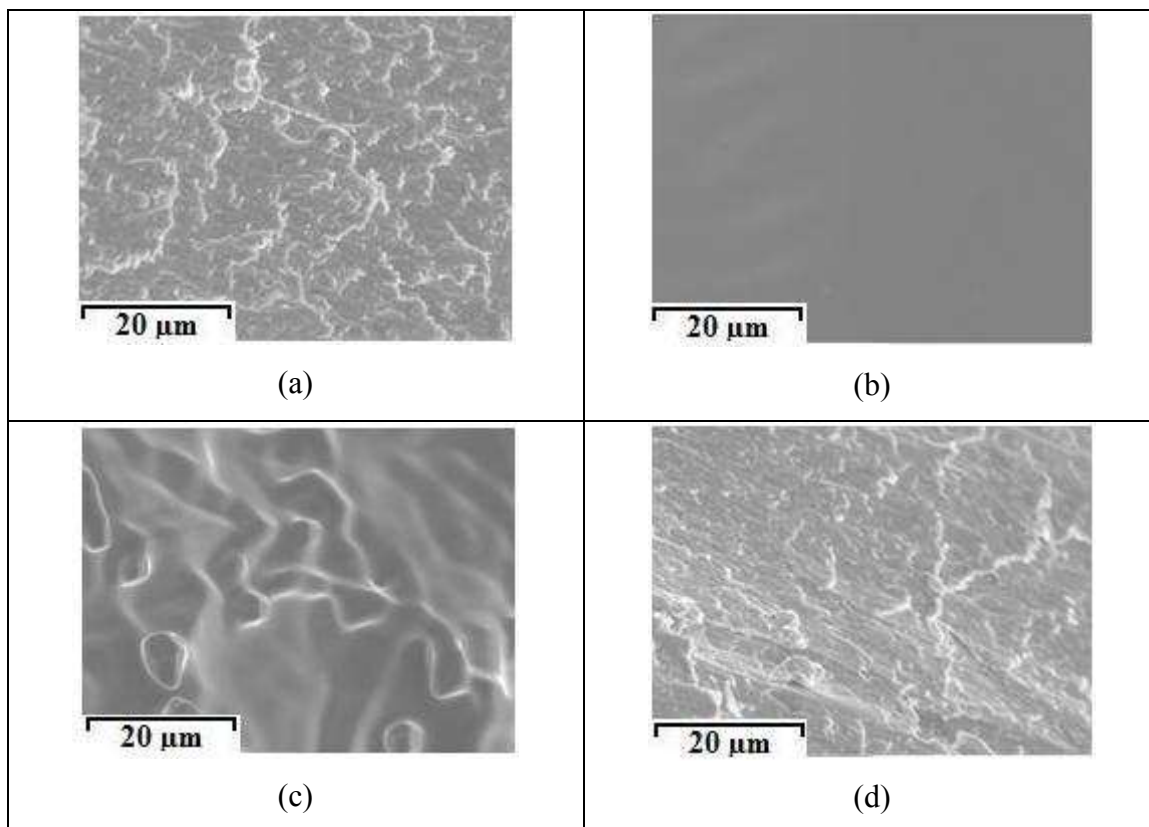


Figura 5.4. Fotografías SEM de la superficie de un cátodo de tungsteno sin usar (a) y usado a una intensidad de 70 A durante 5 minutos: zona fundida (b), zona normal cercana a la zona fundida (c) y zona normal lejana a la zona fundida (d) (ampliación $\times 2500$).

En todos los cátodos utilizados se midió la distancia (a lo largo de una dirección paralela al eje del cátodo) desde la punta del cátodo hasta el borde de la zona fundida (d_f). Los resultados se muestran en la Tabla 5.2. Se puede observar que esta distancia aumenta con la intensidad, dado que el flujo de calor del arco sobre la superficie catódica es mayor.

I (A)	d_f (μm)
50	340.7 ± 2.5
70	392.3 ± 2.5
100	372.3 ± 3.3
130	422.7 ± 3.3
150	436.7 ± 2.0

Tabla 5.2. Distancia desde la punta de los cátodos de tungsteno al final de la zona fundida (d_f), tras su utilización en el arco a diferentes intensidades de corriente.

Para las intensidades de 130 y 150 A, se observó una pequeña región ubicada justo en la punta del cátodo cuya superficie no aparece completamente lisa, tal como se muestra en la Figura 5.5. La presencia de esta zona coincide con el aumento de la erosión en los cátodos de tungsteno a intensidades mayores que 100 A.

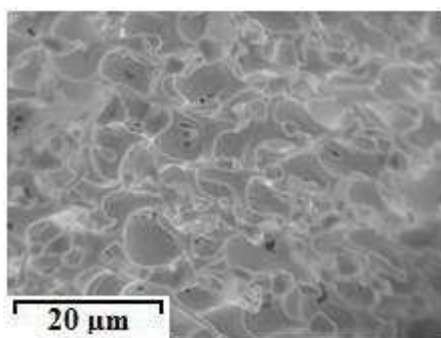


Figura 5.5. Fotografías SEM del extremo de la punta de un cátodo de tungsteno después de usarlo con una intensidad de 150 A durante 5 minutos (ampliación $\times 2500$).

En la Figura 5.6 se muestran fotografías de la punta de los cátodos de tungsteno toriado durante su funcionamiento después de 8 minutos de iniciado el arco y después de cortado el arco. Estas fotografías se realizaron de manera análoga a las de la Figura 5.3. Se observa que en los cátodos de tungsteno toriado la punta del electrodo mantiene

su forma cónica para las intensidades utilizadas sufriendo sólo una pequeña deformación en el extremo de la punta.

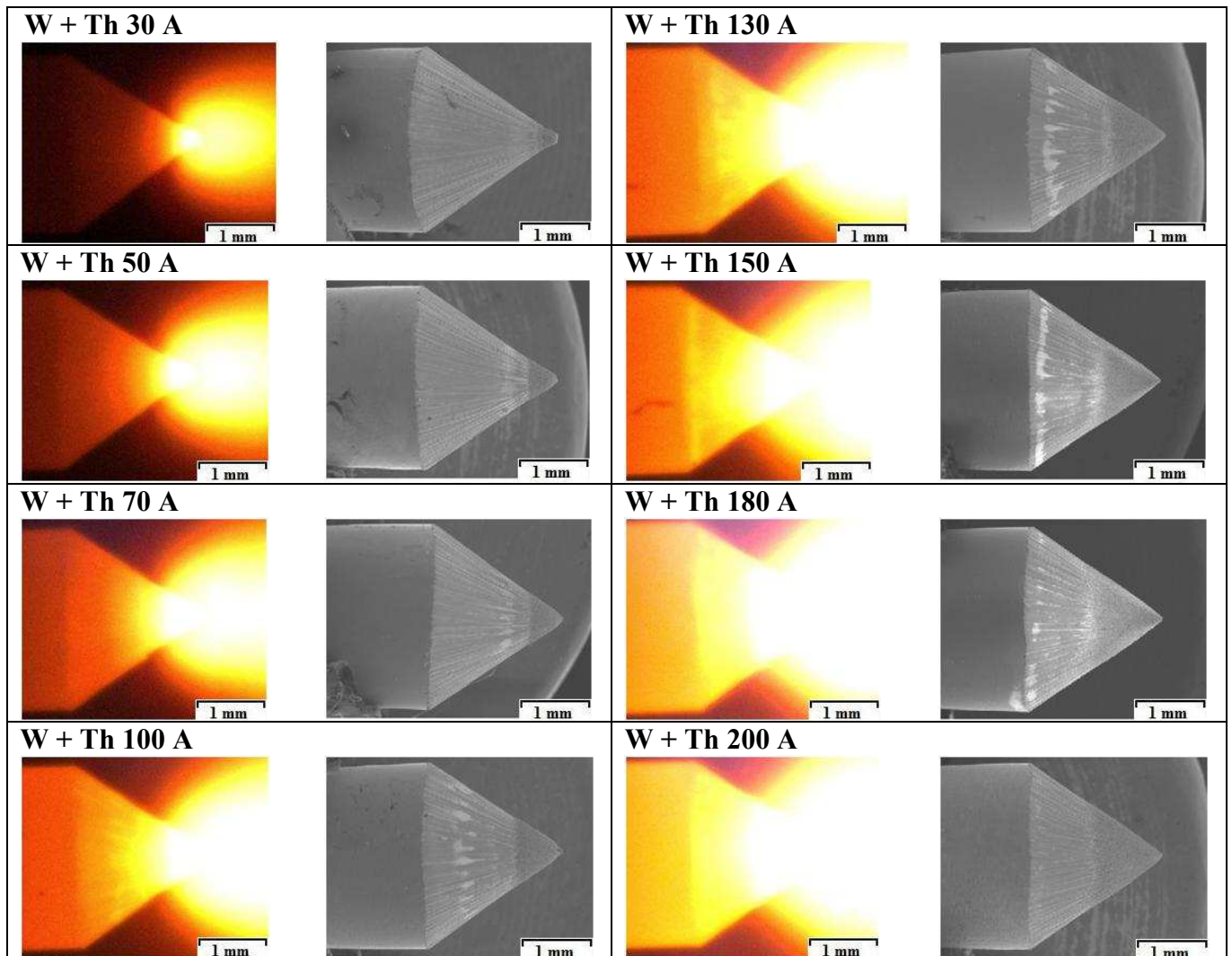


Figura 5.6. Fotografías de los cátodos de tungsteno toriado usados con distintas intensidades de corriente (ampliación $\times 30$). Para cada intensidad se muestra el cátodo en funcionamiento (izquierda) y tras cortar el arco (derecha).

La exploración SEM de los cátodos de tungsteno toriado después de su funcionamiento en el arco mostró en todos ellos cuatro zonas diferenciadas por sus características morfológicas (Figura 5.7). En la Figura 5.6 las zonas I y II aparecen como la parte más clara del cátodo en las fotografías durante el funcionamiento del mismo, mientras que la zona IV aparece como un anillo de manchas claras en las fotografías del cátodo tras su funcionamiento. La zona III es la región que se extiende desde el final de la zona II hasta la zona IV.

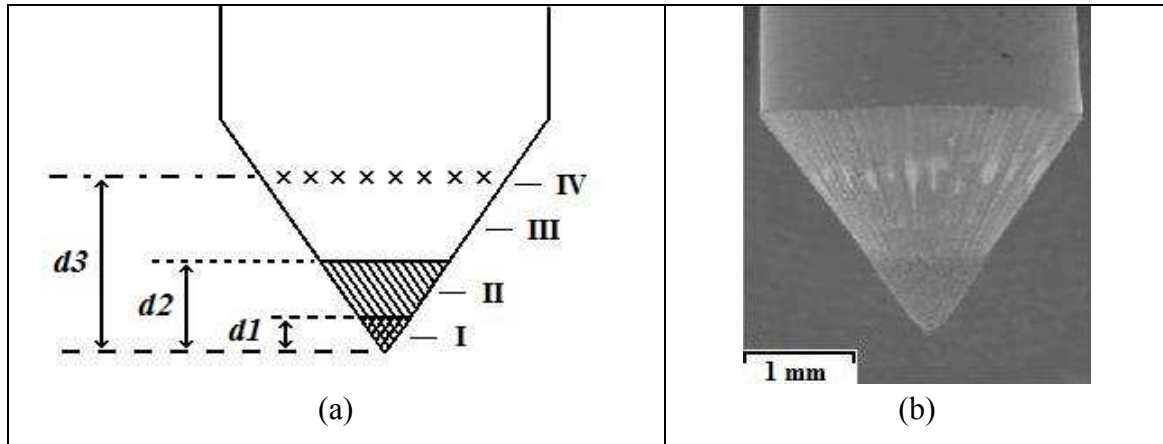


Figura 5.7. Zonas de la superficie del cátodo después de su funcionamiento en el arco (a) y fotografía SEM correspondiente al cátodo utilizado con la intensidad de 100 A (b). (ampliación $\times 30$).

Estas zonas aparecieron con todas las intensidades de corriente utilizadas, aunque la localización y extensión de las mismas varió con la intensidad de corriente. Se midió la extensión de las zonas I, II, III y IV para cada intensidad de trabajo (Tabla 5.3). La distancia desde la punta del cátodo hasta el final de la zona I ($d1$) medida a lo largo del eje del cátodo muestra una tendencia creciente al aumentar la intensidad del arco. La distancia desde la punta del cátodo hasta el final de la zona II ($d2$) aumenta a medida que aumenta la intensidad del arco. Se deduce de los valores mostrados que el ancho de esta zona aumenta a medida que aumenta la intensidad de corriente. Así mismo, la distancia a la que se localiza la zona IV ($d3$) también aumenta con la intensidad del arco, mientras que la anchura de dicha zona (w) tiene un máximo para la intensidad de 70 A.

<i>I</i> (A)	<i>d1</i> (μm)	<i>d2</i> (μm)	<i>d3</i> (μm)	<i>w</i> (μm)
30	105.3 ± 2.3	214.7 ± 7.0	408.1 ± 17.8	114.6 ± 27.4
50	107.6 ± 2.8	357.7 ± 9.8	666.1 ± 7.5	157.8 ± 15.5
70	111.5 ± 3.1	431.7 ± 8.5	772.9 ± 10.9	194.4 ± 15.4
100	126.7 ± 1.8	560.7 ± 13.3	1103.9 ± 25.9	191.7 ± 17.8
130	118.8 ± 2.2	697.0 ± 11.0	1482.7 ± 29.5	157.2 ± 44.8
150	117.3 ± 1.5	742.0 ± 4.0	1596.9 ± 12.5	137.3 ± 18.0
180	127.3 ± 2.8	821.0 ± 14.0	1660.1 ± 10.0	101.9 ± 14.9
200	130.7 ± 3.3	882.7 ± 13.0	1611.3 ± 10.0	82.0 ± 25.0

Tabla 5.3. Distancias desde la punta del cátodo de tungsteno toriado al final de la zona I (*d1*), al final de la zona II (*d2*) y al centro de la zona IV (*d3*); y anchura de la zona IV (*w*) para diferentes intensidades del arco.

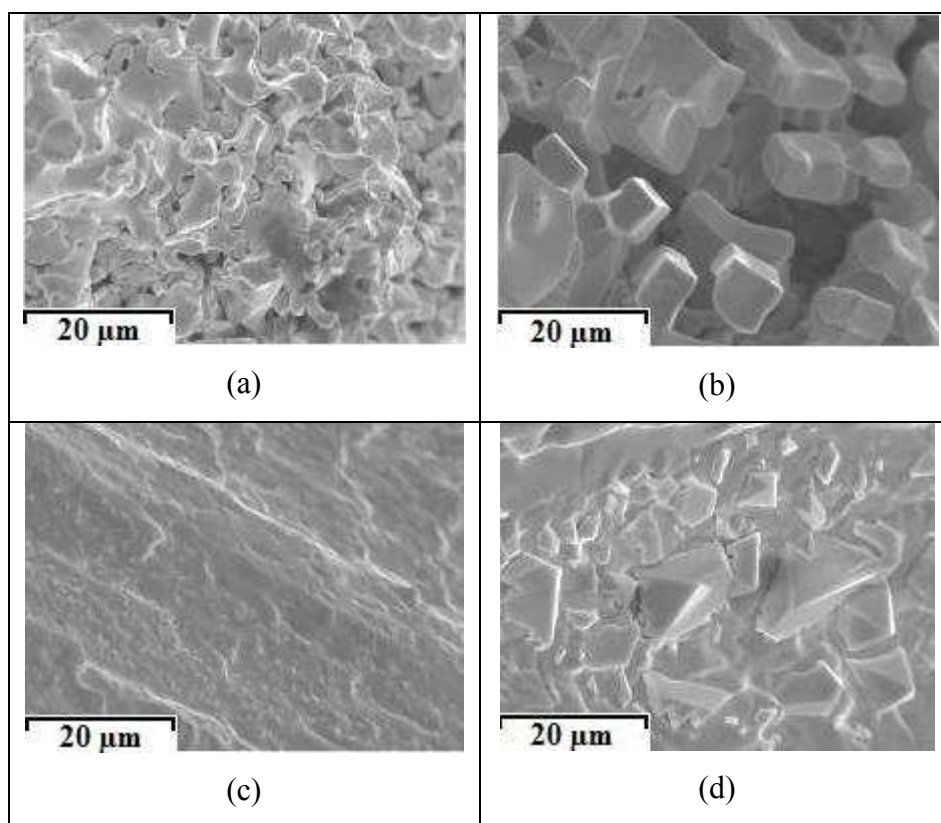


Figura 5.8. Fotografías SEM de la superficie de un cátodo de tungsteno toriado usado a una intensidad de 100 A durante 10 minutos (ampliación ×2500).

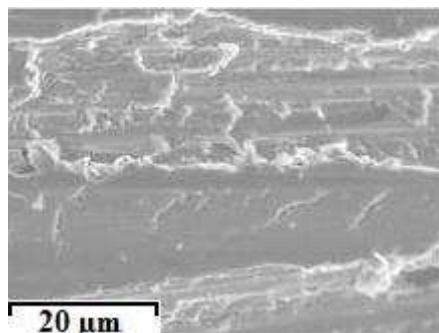


Figura 5.9. Fotografía SEM de la superficie de un cátodo de tungsteno sin usar. (ampliación $\times 2500$).

En la Figura 5.8 se muestra una ampliación de cada zona, pudiéndose comparar con la superficie de un electrodo sin usar (Figura 5.9). En la Figura 5.8a se muestra la zona I, caracterizada por una alta porosidad producida por la alta temperatura del spot, el bombardeo iónico y la emisión de electrones que en ella se produce. En la Figura 5.8b se muestra una fotografía SEM de la zona II que comienza a continuación de la zona I. En ella se observan cristales que aparecen deformados por la temperatura, relativamente alta, que se alcanza en esta zona debido a su cercanía a la punta del cátodo.

A partir del final de la zona II la morfología de la superficie catódica es siempre similar a la de un cátodo sin usar excepto por un anillo de cristales que se encuentra a cierta distancia de la punta del cátodo. En la Figura 5.8c se muestra la morfología de la superficie catódica en la zona III, es decir, entre el final de la zona II y la zona IV. En la Figura 5.9 se muestra la morfología de la superficie de un cátodo sin usar. La comparación de las Figuras 5.8c y 5.9 muestra la similitud entre la superficie de la zona III y la de un cátodo sin usar. La única diferencia es que en el cátodo usado los salientes producidos por el afilado del cátodo son menos angulosos que en el cátodo sin usar.

En la Figura 5.8d se muestra la fotografía SEM de la zona IV. Esta zona puede observarse en la Figura 5.7b donde las zonas con cristales aparecen como manchas claras. En las zonas entre manchas la morfología es similar a la de un cátodo sin usar, lo que sugiere que los cristales se han depositado sobre la superficie del cátodo a partir del material evaporado del mismo.

En la Figura 5.10 se muestra una fotografía SEM de la punta del cátodo de tungsteno toriado usado durante 10 minutos en el arco con una intensidad de 50 A. En ella se pueden apreciar simultáneamente las tres primeras zonas descritas, empezando

por la zona I en la punta del cátodo en la parte izquierda de la fotografía, la zona II en el centro y la zona III a la derecha. Para poder enfocar las tres zonas simultáneamente el electrodo se colocó con su superficie paralela a la ventana de observación del SEM, es decir, el eje del electrodo tenía una inclinación de 34° respecto a la ventana del SEM.

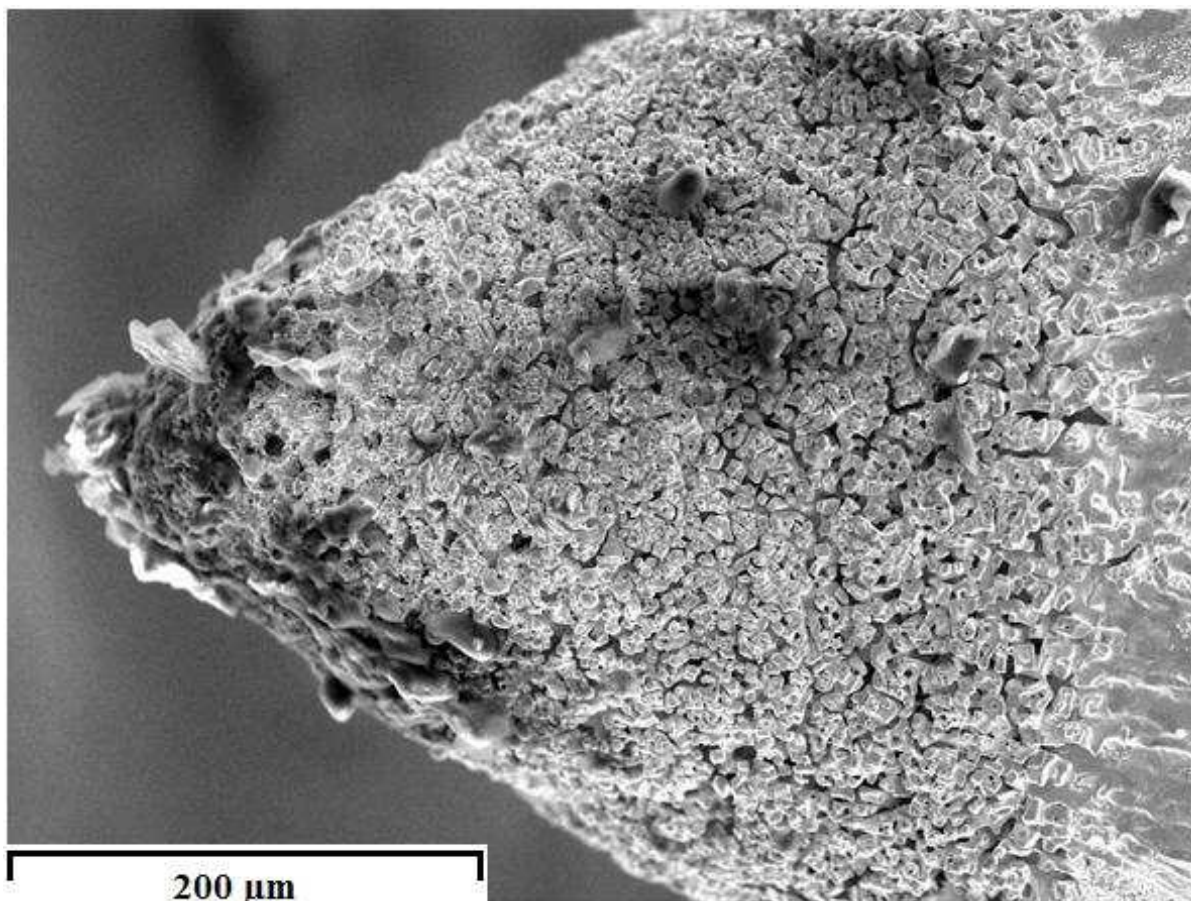


Figura 5.10. Fotografía SEM de la punta del cátodo de tungsteno toriado usado a 50 A en que se muestran las tres primeras zonas (ampliación $\times 100$).

2.- COMPOSICIÓN DE LA SUPERFICIE CATÓDICA

Se ha realizado el análisis de la composición de la superficie de las puntas de los cátodos de tungsteno puro y tungsteno toriado mediante la técnica EDX obteniendo el porcentaje en peso de cada uno de los elementos químicos presentes.

En la Figura 5.11 se muestra el porcentaje en peso de los elementos presentes en un cátodo de tungsteno puro después de ser usado en la antorcha a diferentes intensidades durante 5 minutos y con una diferencia de potencial fija de 22 V.

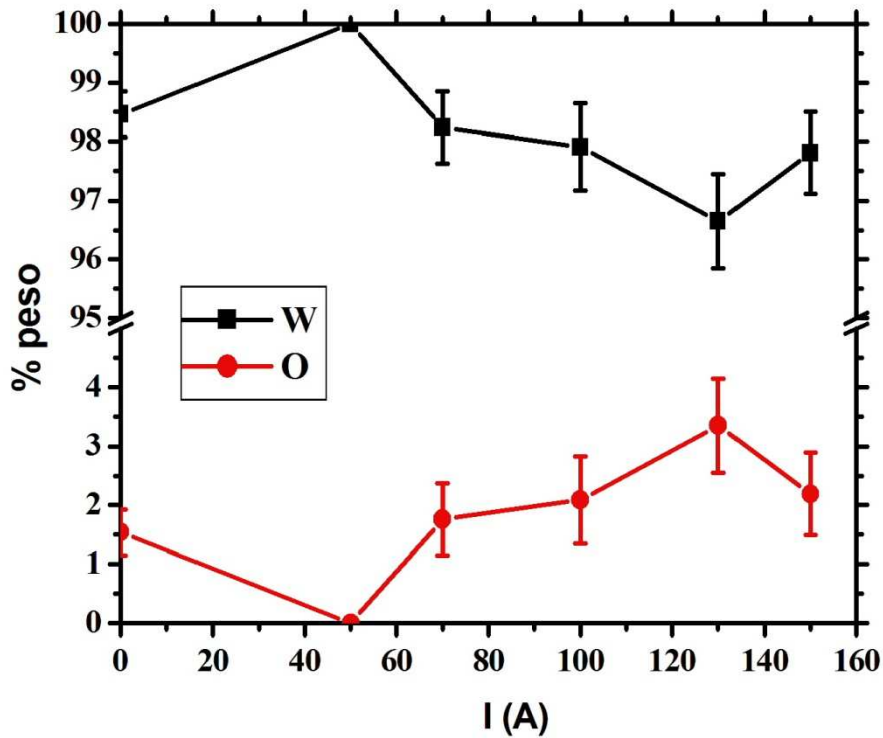


Figura 5.11. Análisis EDX de la superficie de cátodos tungsteno tras su funcionamiento en el arco.

Se observa que la composición de la superficie del cátodo tras su uso en el arco no cambia respecto a la composición del cátodo sin usar teniendo en cuenta las características propias del EDX donde el análisis se realiza sobre puntos diferentes elegidos al azar. Este hecho es muy relevante al tratarse de experiencias en condiciones reales de trabajo, es decir, en atmósfera abierta. En condiciones de trabajo controladas, como cámaras a presión y con atmósfera controlada, es razonable pensar que el funcionamiento de estos cátodos no altera su composición pero esto no se había comprobado bajo las condiciones reales de trabajo.

El porcentaje en peso de los elementos que constituyen un cátodo de tungsteno puro antes de usarse en el arco es 98.5 ± 0.4 % de W y 1.5 ± 0.4 % de O. Se puede ver que existe oxígeno en el cátodo aunque no haya ningún dopante en el mismo. La presencia de oxígeno no altera el funcionamiento del electrodo.

El porcentaje en peso de los elementos que constituyen un cátodo de tungsteno toriado antes de usarse en el arco es 94.2 ± 0.5 % de W, 3.3 ± 0.4 % de Th y 2.5 ± 0.3 % de O. El análisis EDX de la zona I después de su funcionamiento muestra la ausencia de torio para todas las intensidades de corriente (Figura 5.12). Esta zona es la correspondiente al spot catódico.

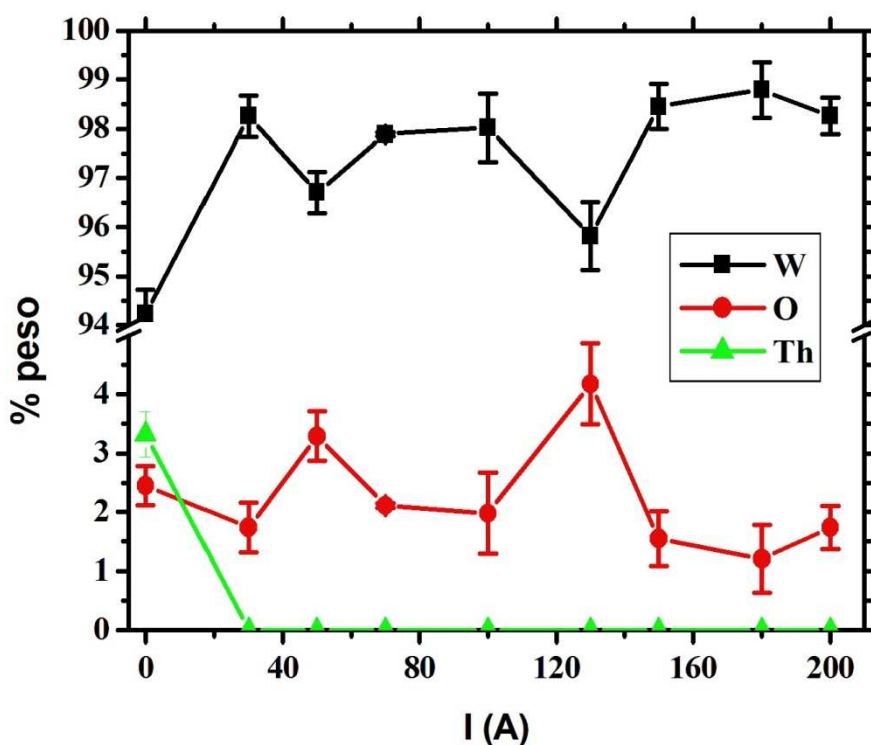


Figura 5.12. Análisis EDX de la zona del spot (zona I) en cátodos de tungsteno toriado tras su funcionamiento en el arco.

El análisis EDX de la zona II muestra un bajo contenido de torio en toda la zona, demostrando que los cristales que se apreciaban en el estudio morfológico son cristales de tungsteno. En la región de la zona II más cercana al spot la ausencia de torio es prácticamente total (Figura 5.13) mientras que en la región de la zona II más alejada del spot aparece torio, aunque en un porcentaje menor que en el cátodo sin usar (Figura 5.14).

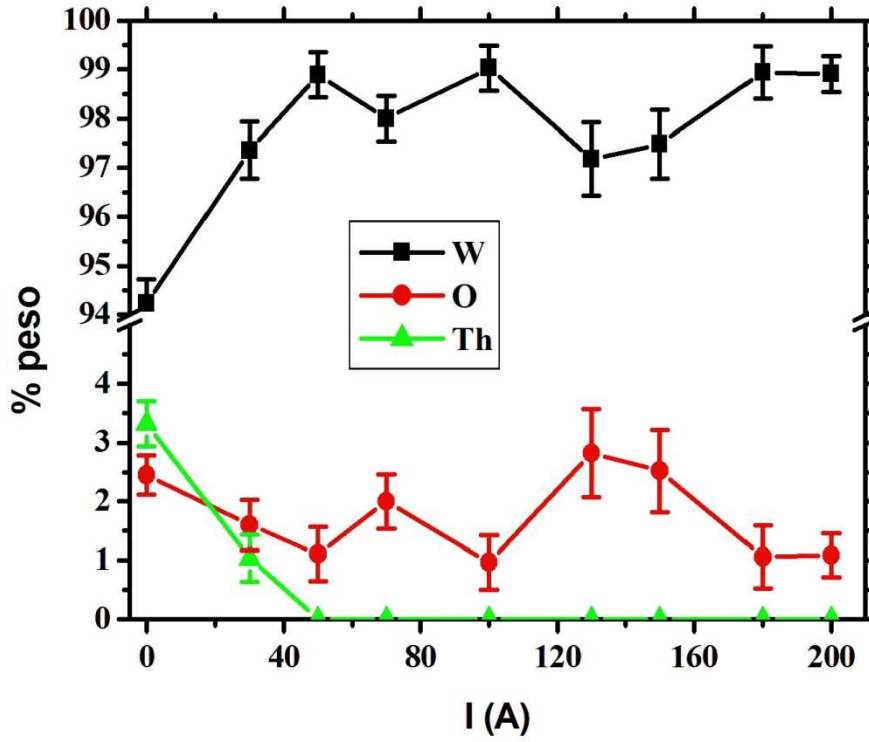


Figura 5.13. Análisis EDX de una región de la zona II cercana al spot, en cátodos de tungsteno toriado tras su funcionamiento en el arco.

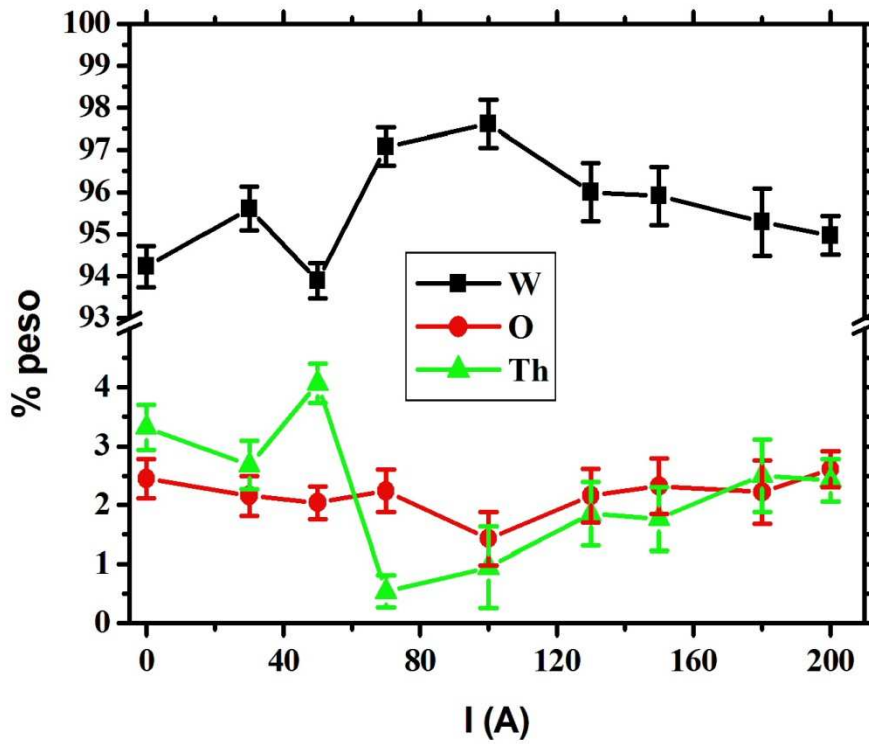


Figura 5.14. Análisis EDX de una región de la zona II alejada del spot, en cátodos de tungsteno toriado tras su funcionamiento en el arco.

La morfología y el análisis EDX de la zona II sugieren que la ausencia de torio es debida a su evaporación, que disminuye a medida que nos alejamos del spot debido a la disminución de la temperatura de la superficie catódica. El aumento de tamaño de la zona es consistente con el incremento en la evaporación de torio debido a una mayor temperatura asociada al aumento de la intensidad del arco.

El estudio morfológico mostró que la superficie catódica de la zona III es similar a la de un cátodo sin usar. La composición obtenida del análisis EDX de esta zona se muestra en la Figura 5.15, donde se observa que su composición también es similar a la de un cátodo sin usar.

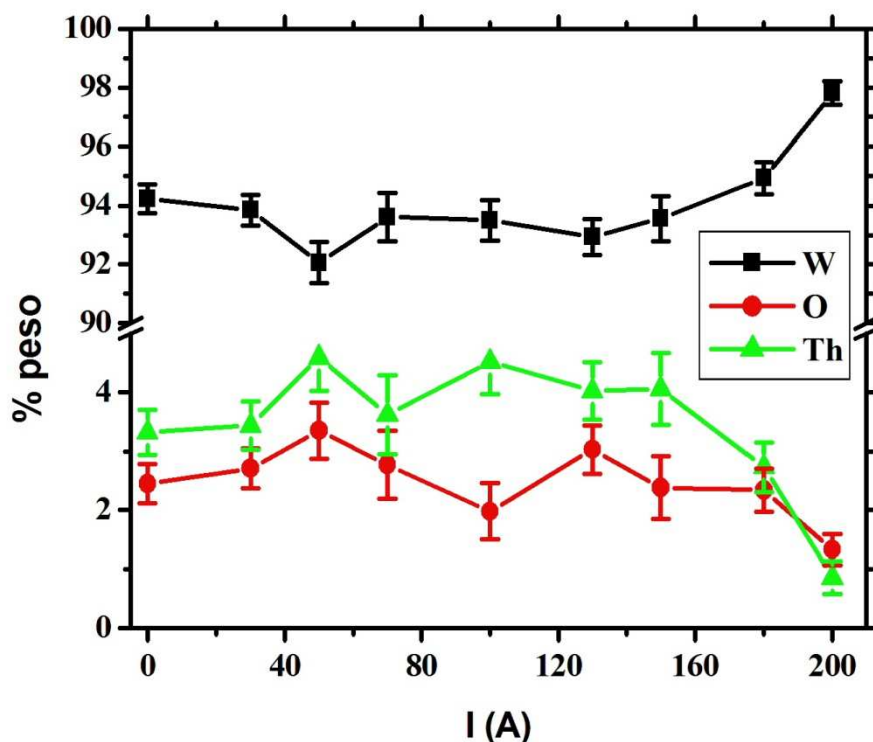


Figura 5.15. Análisis EDX de la zona III en los cátodos de tungsteno toriado tras su funcionamiento en el arco.

En la Figura 5.16 se muestra la composición de la zona IV. El estudio morfológico sugirió que los cristales se producen por la deposición de material catódico evaporado. Tras el estudio EDX de la zona, se observa que los cristales del anillo son de torio, lo que refuerza esta suposición.

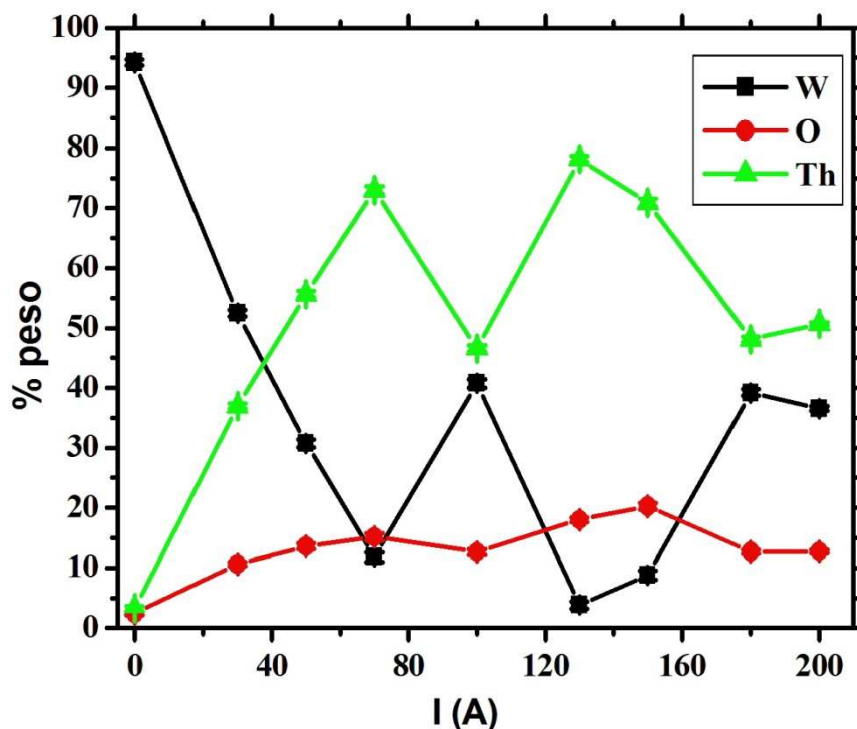


Figura 5.16. Análisis EDX del anillo de torio de cátodos tungsteno toriado tras su funcionamiento en el arco.

En resumen, se ha observado que en los cátodos de tungsteno toriado tras su funcionamiento en el arco aparecen dos zonas (zonas I y II) alteradas respecto al cátodo sin usar, manteniéndose el resto del cátodo esencialmente inalterado, salvo por la deposición de cristales de torio que forman un anillo a cierta distancia de la punta del cátodo.

El anillo de torio ha sido observado en cátodos utilizados con intensidades de 100 y 200 A por Ushio et al. [1991 y 1995] y Zhou et al. [1996 y 1998] en zonas en que la temperatura es de 2600 K aproximadamente. Ushio et al. interpretan la aparición de los cristales de torio a partir de reacciones del dopante con el tungsteno de la matriz del cátodo formando tungstanatos y oxitungstanatos. Estas reacciones dan lugar a átomos de torio puro que migran desde las zonas más frías a las zonas más calientes del cátodo. La temperatura de la punta del cátodo es lo suficientemente alta para evaporar el torio que llega. La conjunción de ambos fenómenos da lugar a una alta concentración de torio

a una distancia determinada de la punta del cátodo. Zhou et al. explican la aparición de cristales de torio en el anillo a partir de fenómenos asociados a la deposición en fase de vapor del torio evaporado de la punta del cátodo. El presente estudio corrobora esta última teoría.

3.- MEDICIÓN DE TEMPERATURA

En primer lugar se realizó un estudio que consistió en medir la evolución en el tiempo de la temperatura del spot de un cátodo de tungsteno y otro de tungsteno toriado. Se hicieron trabajar ambos cátodos a las intensidades de 50 y 100 A, con un potencial interelectródico de 22 V. En todos los casos se midió la temperatura de la punta del electrodo cada 30 segundos durante 15 minutos. Se obtuvo que la temperatura del spot alcanza un valor estacionario después de 2 minutos de funcionamiento para los cátodos de tungsteno puro y después de 4 minutos de funcionamiento para los cátodos de tungsteno toriado. Es por ello que la temperatura del spot que reportamos para cada intensidad de corriente es el promedio de tres medidas de temperatura realizadas a 3, 4 y 5 minutos después de iniciado el arco en los cátodos de tungsteno, y a 6, 8 y 10 minutos en los cátodos de tungsteno toriado.

Las mediciones en los cátodos de tungsteno puro se realizan en un punto de la superficie catódica ubicado a 0.5 mm de la punta del cátodo sin usar, habiendo comprobado previamente que la deformación del electrodo es menor que dicha distancia como se explicó en el apartado 2 del capítulo 4. En el caso de los cátodos de tungsteno con torio la medición se realiza en un punto de la superficie catódica ubicado a 0.1 mm de la punta del cátodo sin usar. Los valores de dI en la Tabla 5.3 indican que esta localización se encuentra en el spot catódico. En ambos casos, por lo tanto, estamos midiendo la temperatura del spot. Los resultados de las mediciones de temperatura se muestran en la Tabla 5.4 y en la Figura 5.17.

	W	W + Th
<i>I</i> (A)	<i>T</i> (K)	<i>T</i> (K)
30		2879 ± 87
50	3594 ± 132	3059 ± 97
70	3677 ± 138	3452 ± 122
100	3762 ± 144	3437 ± 121
130	3744 ± 143	3625 ± 134
150	3755 ± 144	3587 ± 132
180		3658 ± 137
200		3701 ± 140

Tabla 5.4. Medidas de temperatura del spot catódico (*T*) para diferentes intensidades en cátodos de tungsteno (W) y de tungsteno toriado (W + Th).

La dependencia de la temperatura del spot con la intensidad de corriente se describe adecuadamente en los cátodos de tungsteno mediante la expresión

$$T = 3759.7 - 1410.5 \exp\left(-\frac{I}{23.5}\right) \quad (5.1)$$

y en los de tungsteno toriado mediante

$$T = 3712.9 - 1507 \exp\left(-\frac{I}{52.3}\right), \quad (5.2)$$

con *I* en amperios y *T* en kelvins. Ambas curvas se representan en la Figura 5.17 junto con los puntos experimentales.

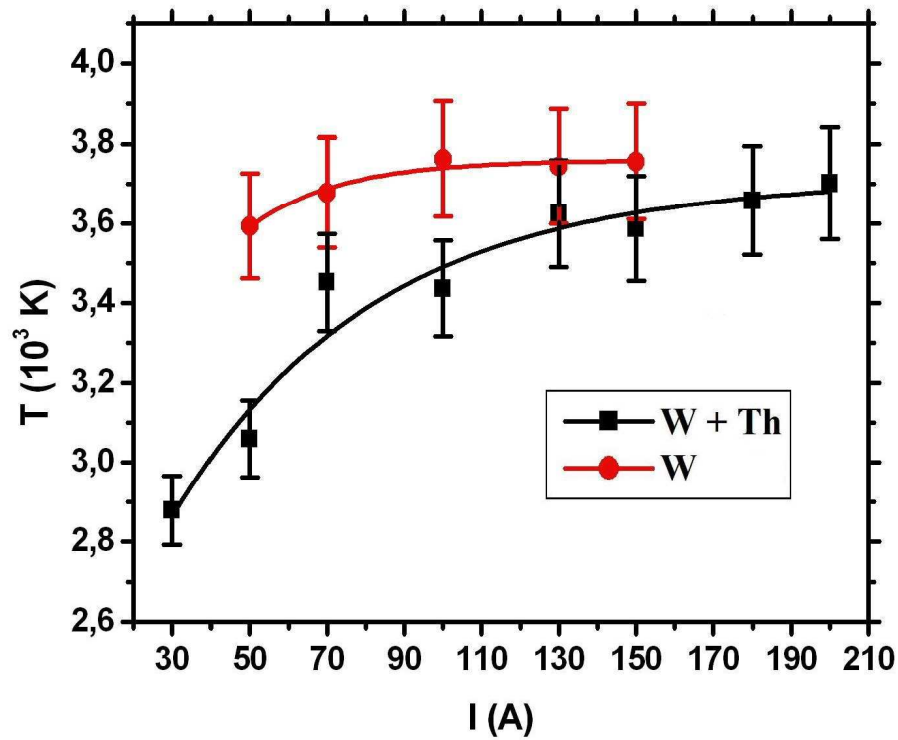


Figura 5.17. Dependencia de la temperatura del spot con la intensidad de corriente en cátodos de tungsteno (W) y de tungsteno toriado (W+Th).

Nuestros resultados para cátodos de tungsteno toriado con intensidades iguales o mayores que 100 A, concuerdan con mediciones de temperatura de la punta del cátodo que se encuentran diseminadas en diferentes trabajos [Ushío et al., 1991; Haidar y Farmer, 1993 y 1995; Zhou y Heberlein, 1996; Tanaka et al., 2005] con la única excepción de la reportada para 100 A por Tanaka et al. [2005] que es demasiado alta comparada tanto con nuestros resultados como con los resultados de Haidar y Farmer [1993]. Para intensidades menores que 100 A, sólo hay reportada una medición de temperatura [Zhou y Heberlein, 1996] realizada a 80 A que es superior en 200 K a la obtenida de nuestra curva experimental.

En cátodos de tungsteno puro en el rango de intensidades de corriente estudiado solo existen dos medidas reportadas. La primera realizada por Haidar y Farmer [1995] a 100 A que está en buen acuerdo con nuestros resultados y la segunda realizada por Tanaka et al. [2005], también a 100 A, que es 300 K superior a las anteriores. Zhou y Heberlein [1998] realizan una medida de temperatura del spot en cátodos de tungsteno

puro a 200 A obteniendo el valor de 3700 K, muy similar a los obtenidos por nosotros a las intensidades más altas.

Se observa en la Figura 5.17 que para todas las intensidades de corriente la temperatura del spot en los cátodos de tungsteno es mayor que en los de tungsteno toriado. Esto es lógico, pues la presencia de torio disminuye la función trabajo, con lo que a una misma temperatura, en estos últimos cátodos se tiene una corriente de emisión de electrones mayor que en los cátodos de tungsteno puro.

Se observa que en los cátodos de tungsteno puro a bajas intensidades de corriente la temperatura aumenta muy rápidamente al aumentar la intensidad de corriente, mientras que a intensidades altas (mayores que 90 A), la temperatura varía poco al aumentar la intensidad. Este comportamiento experimental coincide con el obtenido por simulación numérica de un cátodo de tungsteno tronco cónico trabajando en argón a 1 atm [Zhou et al., 1994], comprobación experimental que no se había obtenido previamente. En los cátodos de tungsteno toriado, la dependencia de la temperatura con la intensidad de corriente es similar, pero al aumentar la intensidad de corriente la temperatura del spot aumenta más lentamente que en los cátodos de tungsteno puro.

4.- DENSIDAD DE CORRIENTE

La densidad de corriente en el spot se calcula como

$$j = I / S, \quad (5.3)$$

donde I es la intensidad del arco y S el área del spot. La intensidad se fija mediante la fuente de corriente del arco, por lo que para determinar j sólo es necesario medir el área del spot. La zona ocupada por el spot en los cátodos de tungsteno y tungsteno toriado ha sido determinada mediante los resultados de los análisis de morfología y composición de la superficie catódica expuesta en los apartados 1 y 2 del presente capítulo. Siguiendo el método expuesto en el epígrafe 5 del capítulo 4, se obtuvieron los valores

de área del spot que se muestran en la Tabla 5.5 junto con los valores de densidad de corriente determinados según la ecuación (5.3). Se observa que el área del spot en los cátodos de tungsteno es un orden mayor que en los de tungsteno toriado, lo que lleva a una densidad de corriente en los cátodos de tungsteno un orden menor que en los de tungsteno toriado.

Destaquemos que una estimación simple del área del spot basada en la aproximación tubular, como la usada en Zhou y Heberlein [1996], no es adecuada pues conduce a valores excesivamente altos de densidades de corriente. Tampoco es adecuado estimar el área del spot como el área lateral de un cono de altura determinada por la zona ocupada por el spot, pues como vimos en el apartado 1 del presente capítulo se produce una deformación apreciable de la punta del cátodo en la zona del spot.

	W		W + Th	
<i>I</i> (A)	<i>S</i> (10⁻¹ mm²)	<i>j</i> (10⁷ Am⁻²)	<i>S</i> (10⁻² mm²)	<i>j</i> (10⁸ Am⁻²)
30			6.73 ± 0.08	4.46 ± 0.18
50	9.57 ± 0.06	5.22 ± 0.11	7.15 ± 0.09	7.00 ± 0.69
70	15.8 ± 0.08	4.43 ± 0.07	7.36 ± 0.09	9.52 ± 0.17
100	11.7 ± 0.18	8.55 ± 0.16	8.29 ± 0.10	12.10 ± 0.60
130	14.3 ± 0.02	9.09 ± 0.07	7.24 ± 0.09	17.90 ± 1.11
150	15.3 ± 0.79	9.80 ± 0.51	7.19 ± 0.09	20.90 ± 0.97
180			7.87 ± 0.10	22.90 ± 0.13
200			9.54 ± 0.12	21.00 ± 0.12

Tabla 5.5. Medidas del área del spot catódico (*S*) y de la densidad de corriente (*j*) para diferentes intensidades de corriente en cátodos de tungsteno (W) y de tungsteno toriado (W + Th).

La dependencia de la densidad de corriente con la intensidad del arco en los cátodos de tungsteno y de tungsteno toriado se representa en las Figuras 5.18 y 5.19 respectivamente, junto con las correspondientes curvas de ajuste

$$j = 9.94 \times 10^5 I - 2.2 \times 10^3 I^2 \quad (5.4)$$

para el tungsteno puro y

$$j = 1.61 \times 10^7 I - 2.3 \times 10^4 I^2 \quad (5.5)$$

para el tungsteno toriado. En ambas expresiones I está en amperios y j en Am^{-2} . Se observa en los dos tipos de cátodo que la densidad de corriente aumenta al aumentar la intensidad, desviándose de la dependencia lineal debido al aumento del área del spot al aumentar la intensidad de corriente.

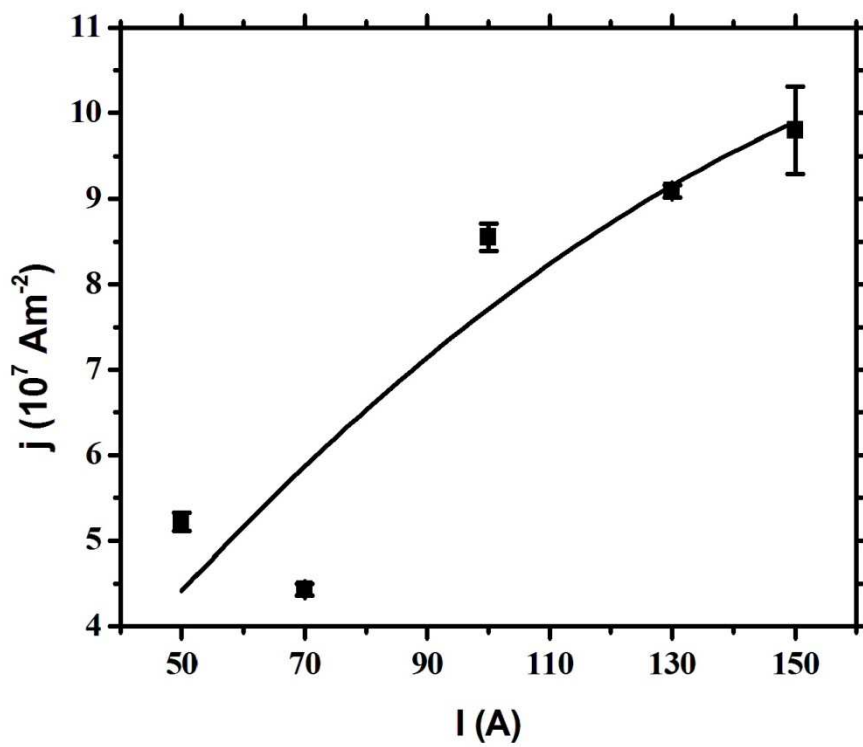


Figura 5.18. Dependencia de la densidad de corriente en el spot con la intensidad de corriente del arco en cátodos de tungsteno.

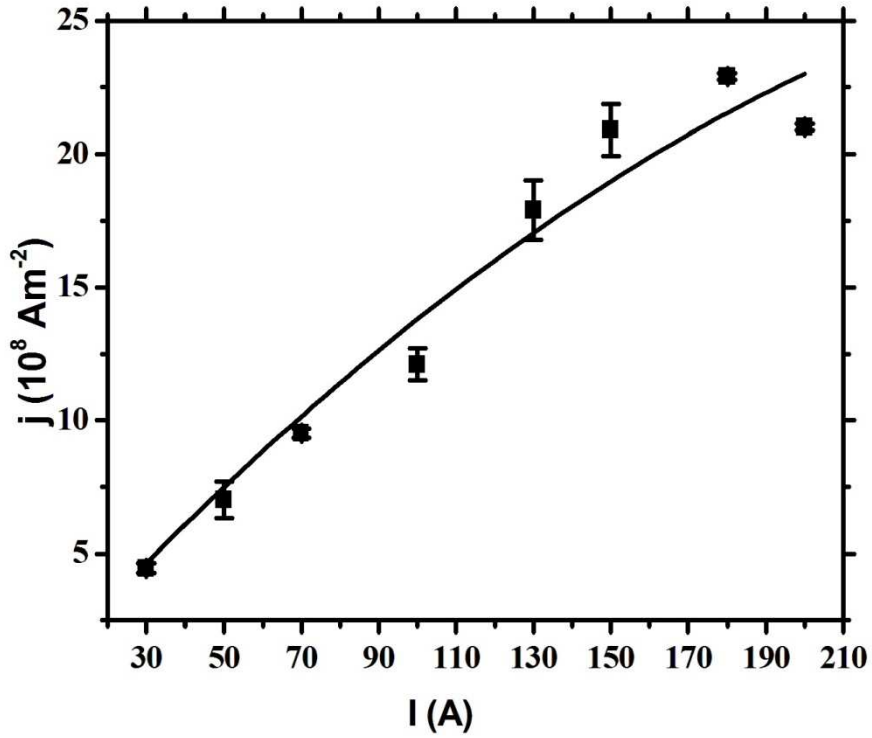


Figura 5.19. Dependencia de la densidad de corriente en el spot con la intensidad de corriente del arco en cátodos de tungsteno toriado.

Como hemos medido para cada intensidad de corriente la temperatura del spot T y la densidad de corriente j , podemos establecer la dependencia $j(T)$ entre estos dos parámetros. Esta dependencia es de interés, puesto que la temperatura del spot es el parámetro más importante para caracterizar el régimen de funcionamiento del cátodo. En el valor de esta temperatura influyen tanto la intensidad de corriente del arco como la composición y flujo de gas plasmógeno, la forma de la punta del cátodo (en particular, el valor del ángulo cónico en cátodos con punta cónica) y la caída de potencial entre cátodo y ánodo. La dependencia $j(T)$ se muestra en la Tabla 5.6 y en las Figuras 5.20 y 5.21. En estas figuras se muestran también las curvas de ajuste (con j en Am^{-2} y T en K)

$$j = 3.69 \times 10^7 + 1.5 \times 10^{-20} \exp\left(\frac{T}{59.13}\right) \quad (5.6)$$

para el cátodo de tungsteno y

$$j = 3.16 \times 10^8 + 4.39 \times 10^3 \exp\left(\frac{T}{284.5}\right) \quad (5.7)$$

para el cátodo de tungsteno toriado. En el rango de temperaturas estudiado se observa un crecimiento exponencial de la densidad de corriente al aumentar la temperatura del spot.

<i>I</i> (A)	W		W + Th	
	<i>T</i> (K)	<i>j</i> (10 ⁷ Am ⁻²)	<i>T</i> (K)	<i>j</i> (10 ⁸ Am ⁻²)
30			2879 ± 87	4.46 ± 0.18
50	3594 ± 132	5.22 ± 0.11	3059 ± 97	7.00 ± 0.69
70	3677 ± 138	4.43 ± 0.07	3452 ± 122	9.52 ± 0.17
100	3762 ± 144	8.55 ± 0.16	3437 ± 121	12.10 ± 0.60
130	3744 ± 143	9.09 ± 0.07	3625 ± 134	17.90 ± 1.11
150	3755 ± 144	9.80 ± 0.51	3587 ± 132	20.90 ± 0.97
180			3658 ± 137	22.90 ± 0.13
200			3701 ± 140	21.00 ± 0.12

Tablas 5.6. Densidades de corriente (*j*) correspondientes a las temperaturas (*T*) obtenidas con las diferentes intensidades del arco en cátodos de tungsteno (W) y de tungsteno toriado (W+Th).

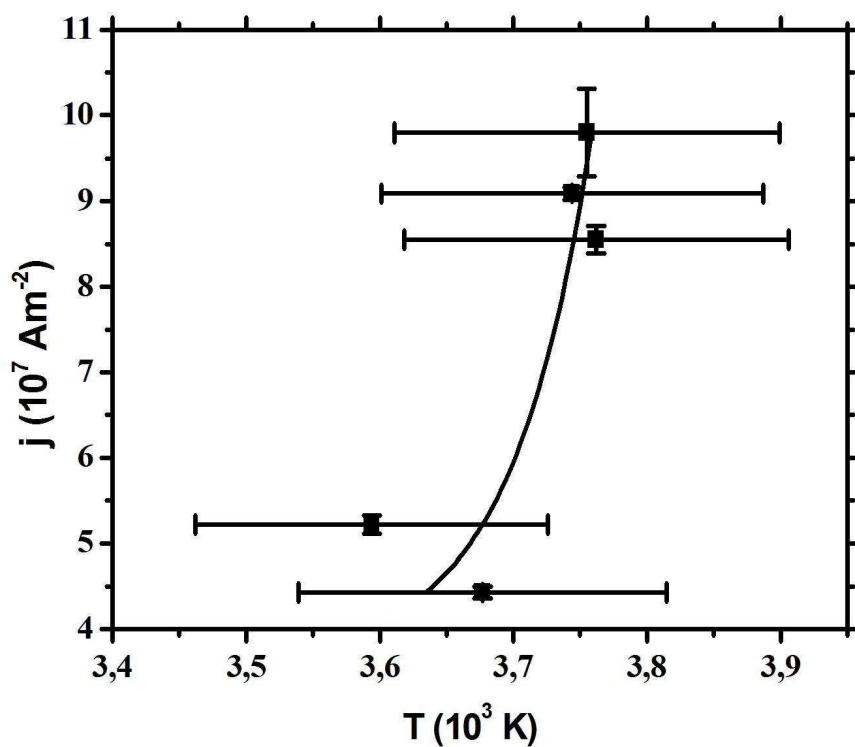


Figura 5.20. Dependencia de la densidad de corriente en el spot con la temperatura del spot en cátodos de tungsteno.

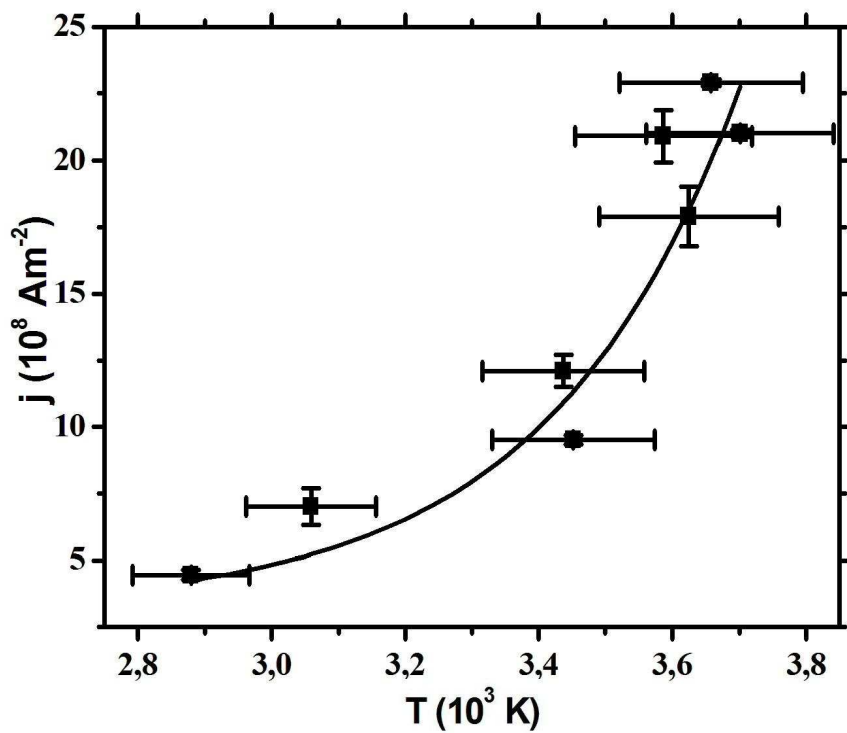


Figura 5.21. Dependencia de la densidad de corriente en el spot con la temperatura del spot en cátodos de tungsteno toriado.

5.- FUNCIÓN TRABAJO EFECTIVA Y CORRECCIÓN DE SCHOTTKY

Los valores obtenidos experimentalmente de la temperatura del spot y de la densidad de corriente permiten determinar el valor de la función trabajo efectiva para las distintas intensidades y temperaturas de trabajo del cátodo. Para ello utilizamos el balance de energía en la zona de ionización. Por simplicidad, consideramos únicamente los iones de argón simplemente ionizados que son la especie iónica fundamental [Pfender, 1978] y despreciamos los electrones de back-diffusion que dan un aporte despreciable a la densidad de corriente [Neumann, 1987; Benilov y Cunha, 2002]. La ecuación de balance de energía en la zona de ionización es entonces (ver ecuaciones A.15 y A.16 del Anexo A)

$$j_e(eU_C + 2kT - 3.2kT_e) = j_i(E_{AR} + 3.2kT_e - 0.5eU_i), \quad (5.8)$$

donde $U_C = U_d + U_i$ es la caída de potencial en la región catódica, mientras que U_d y U_i son las caídas de potencial en la vaina y en la zona de ionización, respectivamente. T_e es la temperatura electrónica, T es la temperatura del spot y E_{AR} es la energía de ionización de los átomos de argón. La densidad de corriente de emisión electrónica j_e está dada por la ecuación de Richardson-Dushman

$$j_e = A_D T^2 \exp\left(-\frac{\phi}{kT}\right) \quad (5.9)$$

en la que tomamos el valor teórico de la constante de Dushman $A_D = 1.2 \times 10^6 \text{ Am}^{-2}$ y ϕ es la función trabajo efectiva. La densidad de corriente iónica j_i es

$$j_i = j - j_e \quad (5.10)$$

siendo j la densidad de corriente total. La caída de potencial en la prevaina, U_i , puede expresarse en función de la temperatura electrónica según [Neumann, 1987]

$$U_i = \frac{T_e}{7993} \quad (5.11)$$

donde U_i está en voltios y T_e en kelvins.

Sustituyendo las ecuaciones (5.9), (5.10) y (5.11) en (5.8), se puede evaluar ϕ como función de j y T , con T_e y U_C como parámetros. Puesto que se midieron los valores experimentales de j y T para cada intensidad de corriente, se puede determinar ϕ como función de la intensidad de corriente y también como función de la temperatura del spot. En los plasmas que hemos generado experimentalmente la temperatura electrónica toma valores entre 18000 K y 23000 K [Zhu et al., 1992; Zhou y Heberlein, 1998], por lo que asumiremos que $T_e = 20000$ K. La diferencia entre el valor real de T_e dentro del rango de valores posibles y el valor que hemos asumido varía el valor de ϕ determinado según (5.8) en menos del 1 %. Puesto que la mayor parte de la caída de potencial del arco se produce en la región catódica, tomaremos $U_C = U = 22$ V, que es la caída de potencial que hemos fijado en el arco. El valor exacto de U_C tiene poca influencia en la determinación del valor de ϕ . Así, los valores de ϕ determinados mediante (5.8) con U_C en el intervalo entre 15 y 22 V difieren entre sí en menos del 2.2 %. Notemos que las variaciones en el valor de ϕ debidas a las indeterminaciones en los valores de T_e y U_C , son mucho menores que el error en la determinación de ϕ debido a los errores experimentales en la medición de T y j .

Los valores de ϕ obtenidos se muestran en la Tabla 5.7. Los errores indicados para ϕ son consecuencia de los errores experimentales en T y j . Los valores de ϕ frente a la intensidad del arco y frente a la temperatura del spot en los cátodos de tungsteno se muestran en las Figuras 5.22 y 5.23, respectivamente. Se observa en estas figuras que la función trabajo efectiva en el tungsteno puede considerarse constante, independiente de la intensidad de corriente y de la temperatura del spot, con un valor medio de $\phi = 4.14 \pm 0.17$ eV.

	W		W + Th	
<i>I</i> (A)	<i>T</i> (K)	ϕ (eV)	<i>T</i> (K)	ϕ (eV)
30			2879 ± 87	2.64 ± 0.10
50	3594 ± 132	4.09 ± 0.18	3059 ± 97	2.71 ± 0.13
70	3677 ± 138	4.26 ± 0.19	3452 ± 122	3.04 ± 0.13
100	3762 ± 144	4.16 ± 0.19	3437 ± 121	2.96 ± 0.14
130	3744 ± 143	4.11 ± 0.18	3625 ± 134	3.03 ± 0.15
150	3755 ± 144	4.10 ± 0.20	3587 ± 132	2.94 ± 0.15
180			3658 ± 137	2.99 ± 0.14
200			3701 ± 140	3.06 ± 0.14

Tablas 5.7. Función trabajo efectiva (ϕ) correspondiente a las diferentes intensidades del arco y temperaturas del spot en los cátodos de tungsteno (W) y de tungsteno toriado (W+Th).

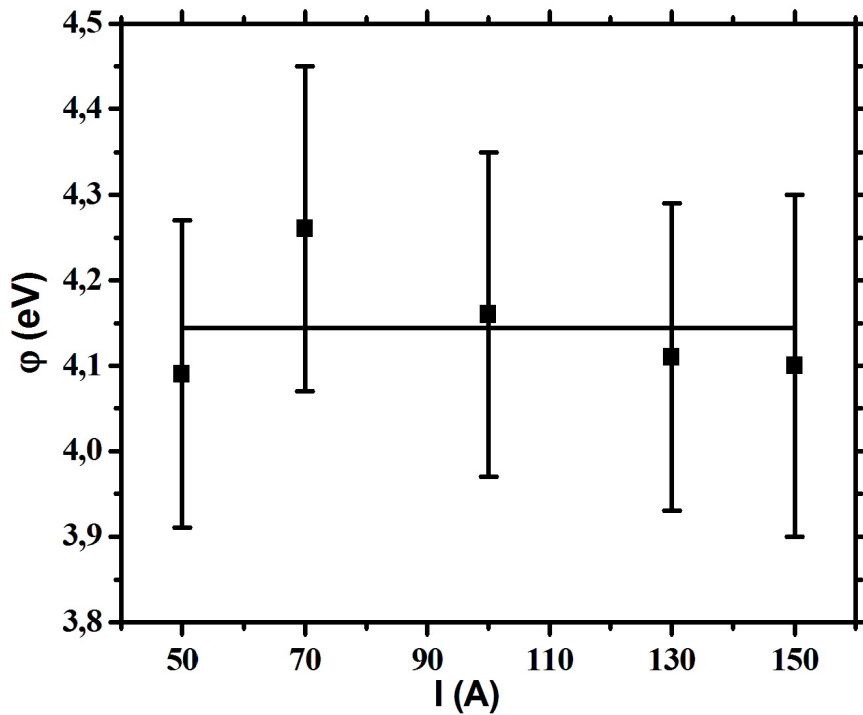


Figura 5.22. Función trabajo efectiva frente a la intensidad de corriente en cátodos de tungsteno.

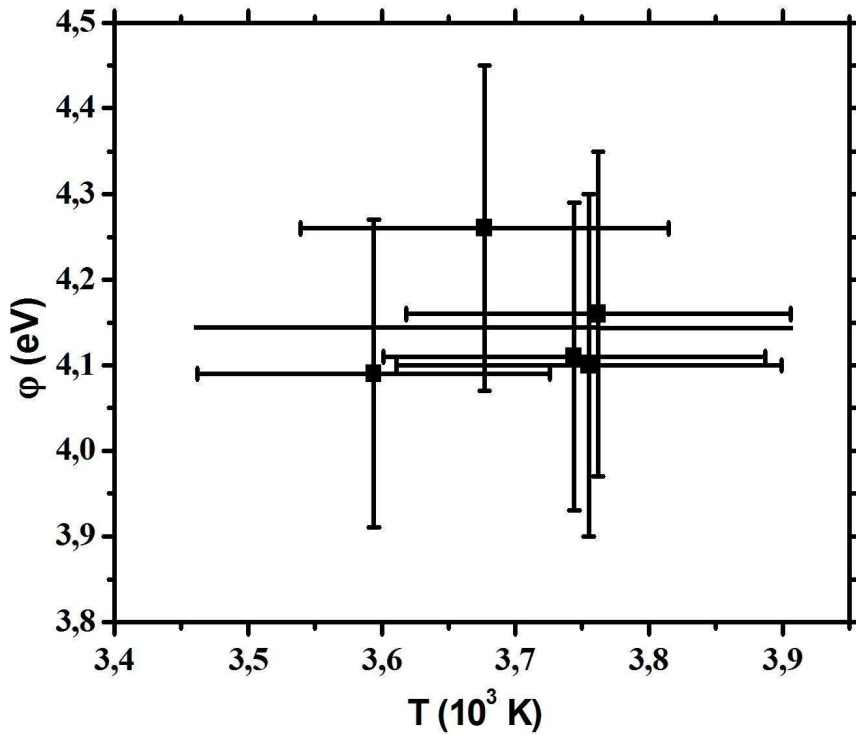


Figura 5.23. Función trabajo efectiva frente a la temperatura del spot en cátodos de tungsteno.

Las gráficas de función trabajo efectiva en los cátodos de tungsteno toriado frente a la intensidad de corriente del arco y frente a la temperatura del spot se muestran en las Figuras 5.24 y 5.25 respectivamente. Se observa en la Figura 5.24 que, a bajas intensidades de corriente, la función trabajo crece rápidamente al aumentar la corriente. Este crecimiento se hace más lento a medida que aumenta la intensidad de corriente llegando a un valor prácticamente constante a intensidades mayores que 150 A. Este comportamiento se describe por la curva de ajuste a los puntos experimentales

$$\varphi = 3.02 - 1.08 \exp\left(\frac{-I}{29.73}\right) \quad (5.12)$$

(con φ en eV e I en A) que también se muestra en la Figura 5.24. Así, φ pasa de aproximadamente 2.64 eV a 30 A, al valor 3.06 eV a 200 A.

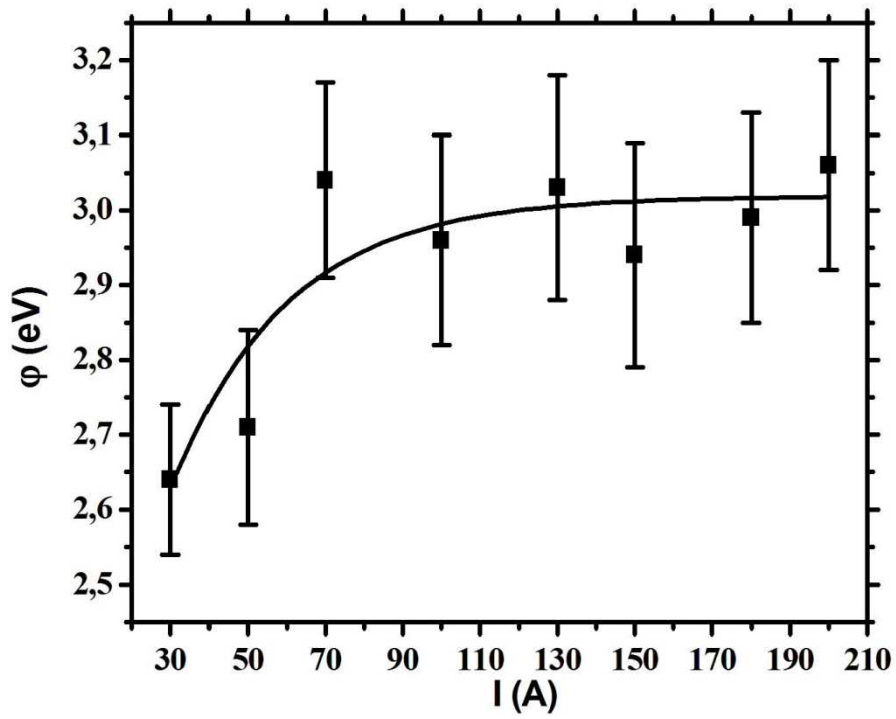


Figura 5.24. Función trabajo efectiva en función de la intensidad de corriente para cátodos de tungsteno toriado.

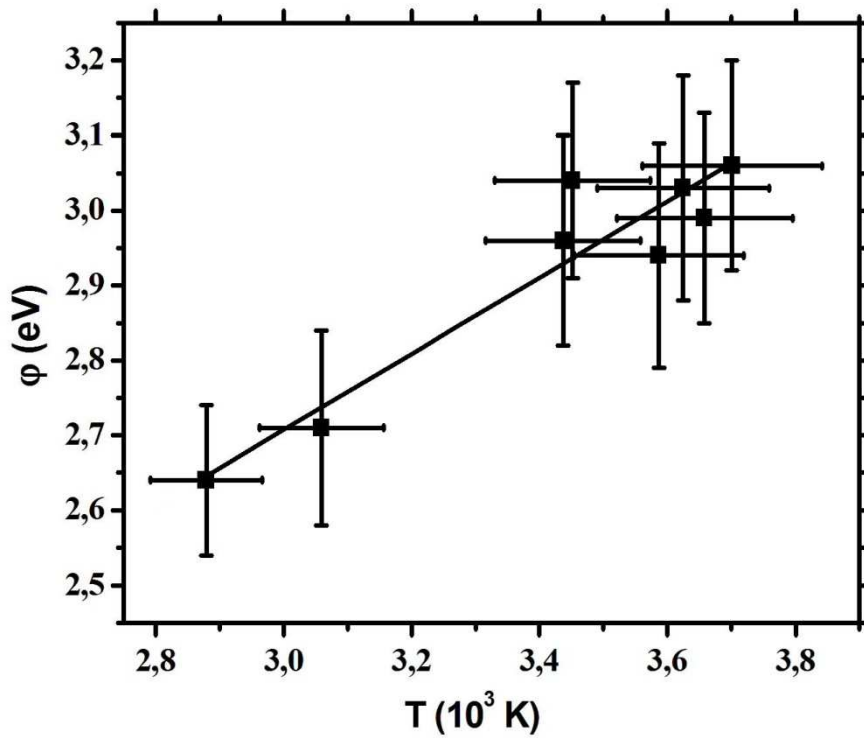


Figura 5.25. Función trabajo efectiva en función de la temperatura del spot en cátodos de tungsteno toriado.

La dependencia de φ con la temperatura que se observa en la Figura 5.25 indica que a altas temperaturas del spot ($T > 3400$ K) la función trabajo efectiva toma valores alrededor de 3.0 eV, mientras que a bajas temperaturas ($T < 3100$ K) su valor es bajo, alrededor de 2.7 eV. La curva de ajuste más simple para describir el comportamiento de $\varphi(T)$ es la recta

$$\varphi = 1.2 + 5.1 \times 10^{-4} T \quad (5.13)$$

(con φ en eV y T en K) que también se muestra en la Figura 5.25. Es de interés señalar que al pasar la intensidad de corriente de 50 a 70 A, se produce un salto en la temperatura del spot de más de 300 K, lo que produce la ausencia de puntos entre 3100 K y 3400 K en la Figura 5.25.

La existencia de un campo eléctrico en la superficie catódica reduce la función trabajo propia del material φ_0 , de forma que la función trabajo efectiva es

$$\varphi = \varphi_0 - \varphi_{Sch}, \quad (5.14)$$

donde φ_{Sch} es la corrección de Schottky

$$\varphi_{Sch} = e \left(\frac{eE}{4\pi\epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (5.15)$$

siendo E el valor del campo eléctrico en la superficie del spot. El valor de E puede obtenerse de (ver ecuación A.13 del Anexo A)

$$E = - \left\{ \frac{2n_{is}}{\epsilon_0} \left[m_i \left(\frac{v_+^3 - v_-^3}{6u_i} - v_s^2 - \frac{u_i^2}{3} \right) - kT_e \left(1 - \exp \left(\frac{eU_d}{kT_e} \right) \right) \right] \right\}^{1/2}, \quad (5.16)$$

donde ϵ_0 es la permitividad del vacío, m_i es la masa de los iones,

$$u_i = \left(\frac{kT}{m_i} \right)^{1/2}, \quad (5.17)$$

$$v_{\pm} = \left[\left(v_s \pm u_i \right)^2 - \frac{2eU_d}{m_i} \right]^{1/2}, \quad (5.18)$$

U_d es la caída de potencial en la vaina:

$$U_d = U - U_i, \quad (5.19)$$

y n_{is} es la densidad de iones en la frontera entre la vaina y la prevaina. n_{is} es igual a la densidad de electrones en esa frontera, n_{es} , y por tanto

$$n_{is} = n_{i\infty} \exp\left(-\frac{eU_i}{kT_e}\right). \quad (5.20)$$

Debido a la cuasineutralidad, las densidades de iones y de electrones al final de la zona de ionización, $n_{i\infty}$ y $n_{e\infty}$, son iguales:

$$n_{e\infty} = n_{i\infty}. \quad (5.21)$$

A las temperaturas electrónicas de los plasmas que se estudian en el presente trabajo, la densidad de átomos neutros es despreciable frente a la densidad de iones y electrones [Pfender, 1978], lo que permite determinar $n_{i\infty}$ de

$$p = n_{i\infty} k(T + T_e), \quad (5.22)$$

siendo la presión p en nuestro caso igual a 1 atm. Utilizando las ecuaciones de (5.16) a (5.22) obtenemos el campo eléctrico en la superficie del spot.

En los cátodos de tungsteno, para todas las intensidades de corriente utilizadas, se obtiene un campo eléctrico en el spot de $1.18 \times 10^8 \text{ Vm}^{-1}$, lo que da según (5.15) una corrección de Schottky $\varphi_{Sch} = 0.41 \text{ eV}$. Sumando esta corrección a los valores de φ de la Tabla 5.7 obtenemos para la función trabajo propia del tungsteno ($\varphi_0 = \varphi + \varphi_{Sch}$) el valor medio $\varphi_0 = 4.55 \pm 0.17 \text{ eV}$ (Tabla 5.8). En los cátodos de tungsteno toriado el campo eléctrico en el spot varía muy débilmente al variar la intensidad de corriente del arco, pasando de $E = 1.19 \times 10^8 \text{ Vm}^{-1}$ cuando $I = 30 \text{ A}$, a $E = 1.18 \times 10^8 \text{ Vm}^{-1}$ cuando $I = 200 \text{ A}$ (Tabla 5.8). Con estos campos se obtiene una corrección de Schottky igual a 0.41 eV para todas las intensidades de corrientes utilizadas, ya que la pequeña variación en el campo sólo afectaría a φ_{Sch} en la tercera cifra decimal. Sumando este valor a los valores de la función trabajo efectiva obtenemos una función trabajo propia en los cátodos de tungsteno toriado que varía de $\varphi_0 = 3.05 \text{ eV}$ cuando $I = 30 \text{ A}$, a $\varphi_0 = 3.47 \text{ eV}$ cuando $I = 200 \text{ A}$ (Tabla 5.8). Tanto en los cátodos de tungsteno como en los de tungsteno toriado, los errores experimentales en j y T introducen en la determinación del campo eléctrico y de la corrección de Schottky un error menor que el 0.3% .

	W		W + Th	
<i>I</i> (A)	φ_0 (eV)	E (10^8 Vm^{-1})	φ_0 (eV)	E (10^8 Vm^{-1})
30			3.05 ± 0.10	1.193
50	4.50 ± 0.18	1.183	3.12 ± 0.13	1.191
70	4.67 ± 0.19	1.182	3.45 ± 0.13	1.185
100	4.57 ± 0.19	1.181	3.37 ± 0.14	1.185
130	4.52 ± 0.18	1.181	3.44 ± 0.15	1.182
150	4.51 ± 0.20	1.181	3.35 ± 0.15	1.183
180			3.40 ± 0.14	1.182
200			3.47 ± 0.14	1.182

Tablas 5.8. Función trabajo propia del material catódico (φ_0) y campo eléctrico (E) para las diferentes intensidades de corriente en cátodos de tungsteno (W) y de tungsteno toriado (W+Th).

El valor de la función trabajo propia obtenido en los cátodos de tungsteno, $\varphi_0 = 4.55 \text{ eV}$, para todas las intensidades de corrientes y temperaturas del spot investigadas está en buen acuerdo con el valor 4.54 eV usualmente aceptado para cátodos de tungsteno [Fomenko, 1966; Smithells, 1992]. De esta manera se ha obtenido que, en las

antorchas de plasma, la función trabajo efectiva en los cátodos de tungsteno es $\varphi = 4.14$ eV en todo el rango de intensidades que se han estudiado y que la diferencia de este valor con φ_0 queda explicado correctamente por la corrección de Schottky.

Para los cátodos de tungsteno toriado los resultados obtenidos llevan a un valor de la función trabajo propia φ_0 que varía desde 3.05 eV a bajas temperaturas ($T \sim 2900$ K) hasta $\varphi_0 = 3.47$ eV a altas temperaturas ($T \sim 3700$ K). La función trabajo del torio depositado sobre tungsteno policristalino varía según la densidad superficial de torio desde 3.07 eV cuando la densidad superficial es $\sigma^* = 4.2 \times 10^{-14} \text{ cm}^{-2}$, hasta 4.54 eV (la función trabajo del tungsteno) cuando no hay torio sobre la superficie [Estrup et al., 1966]. Por lo tanto, nuestros resultados indican de forma cuantitativa que en los cátodos de tungsteno toriado de las antorchas de plasma, la función trabajo está determinada por la presencia de una mayor o menor capa de torio en la superficie del spot. La dependencia de φ con la densidad superficial de torio reportada por Estrup et al. [1966] y los valores que hemos determinado de φ_0 para los cátodos de tungsteno toriado indican una variación de la densidad superficial de torio en el spot de σ^* a $\sigma^*/2$ al aumentar la temperatura del spot de 3000 a 3600 K.

El torio en la superficie del spot se produciría por la reducción del óxido de torio y la migración de torio de la matriz del cátodo a la superficie del spot. La evaporación y redeposición de torio en el spot durante el funcionamiento del cátodo determinaría la mayor o menor presencia de torio en el spot. Al aumentar la temperatura aumenta la evaporación de torio, lo que explica la menor densidad superficial de torio y el mayor valor de la función trabajo.

Por otra parte, la ausencia de torio en el spot que se ha encontrado en los cátodos de tungsteno toriado después de su operación en los arcos de plasma puede comprenderse al tener en cuenta que, una vez cortado el arco, el campo eléctrico frente al spot desaparece instantáneamente, mientras que la temperatura del spot decrece más lentamente, manteniéndose esencialmente constante durante un tiempo del orden de 5 ms [Haidar y Farmer, 1993]. Puesto que en la zona cercana a la superficie catódica el campo eléctrico es el principal responsable del retorno de torio al spot [Ortega et al., 2009], al cortarse el arco desaparece la redeposición de torio mientras continúa su

evaporación, por lo cual no se encuentra torio en la zona del spot de los cátodos utilizados en el arco.

Tanaka et al. [2005] han reportado mediciones de la función trabajo efectiva realizadas mediante efecto fotoeléctrico en cátodos de tungsteno y de tungsteno toriado trabajando a 100 y 200 A. Para el tungsteno obtuvieron el valor 4.6 eV a 200 A, que lo compararon con el valor usualmente aceptado de la función trabajo del tungsteno $\phi_0 = 4.5$ eV. A 100 A obtuvieron una función trabajo efectiva de 2.9 eV. Consideraron que este bajo valor se debía a la disminución de ϕ por efecto Schottky. Sin embargo, no realizaron una evaluación independiente del campo eléctrico para determinar la magnitud del efecto Schottky ni consideraron dicha corrección al valor de 4.5 eV que obtuvieron a 200 A. Para el tungsteno toriado obtuvieron el valor $\phi = 2.6$ eV a 100 A y el valor $\phi = 2.8$ eV a 200 A. Estos valores son más bajos que los obtenidos en el presente trabajo. De nuevo atribuyeron al efecto Schottky la diferencia de valores pero sin una evaluación independiente de la magnitud de este efecto y sin considerar la corrección que este efecto produce en el valor obtenido a 200 A. En nuestro caso, se ha evaluado la corrección de Schottky encontrando que tiene esencialmente el mismo valor para todas las intensidades de corriente utilizadas, por lo que no puede explicar la dependencia de la función trabajo con la intensidad de corriente.

6.- MEDICIONES DE EROSIÓN

Los resultados obtenidos para la pérdida de masa Δm (masa perdida por el cátodo durante su funcionamiento) y la erosión Δm^* (masa perdida por el cátodo por unidad de carga que lo ha atravesado) se muestran en la Tabla 5.9. En las Figuras 5.26 y 5.27 se representa la erosión de los cátodos investigados en función de la intensidad de corriente.

	W		W + Th	
<i>I</i> (A)	Δm (10^{-4} g)	Δm^* (10^{-8} gC $^{-1}$)	Δm (10^{-4} g)	Δm^* (10^{-9} gC $^{-1}$)
30			1.0 ± 1.4	5.56 ± 0.26
50	7.0 ± 1.4	4.67 ± 0.19	3.0 ± 1.4	10.0 ± 0.1
70	4.0 ± 1.4	1.90 ± 0.10	2.0 ± 1.4	4.76 ± 0.05
100	5.0 ± 1.4	1.67 ± 0.05	3.0 ± 1.4	5.00 ± 0.02
130	3.0 ± 1.4	3.33 ± 0.03	3.0 ± 1.4	3.85 ± 0.01
150	4.0 ± 1.4	3.11 ± 0.02	4.0 ± 1.4	4.44 ± 0.01
180			3.0 ± 1.4	2.78 ± 0.01
200			6.0 ± 1.4	5.00 ± 0.01

Tabla 5.9. Pérdida de masa (Δm) y erosión (Δm^*) para las diferentes intensidades de corriente en cátodos de tungsteno (W) y de tungsteno toriado (W + Th).

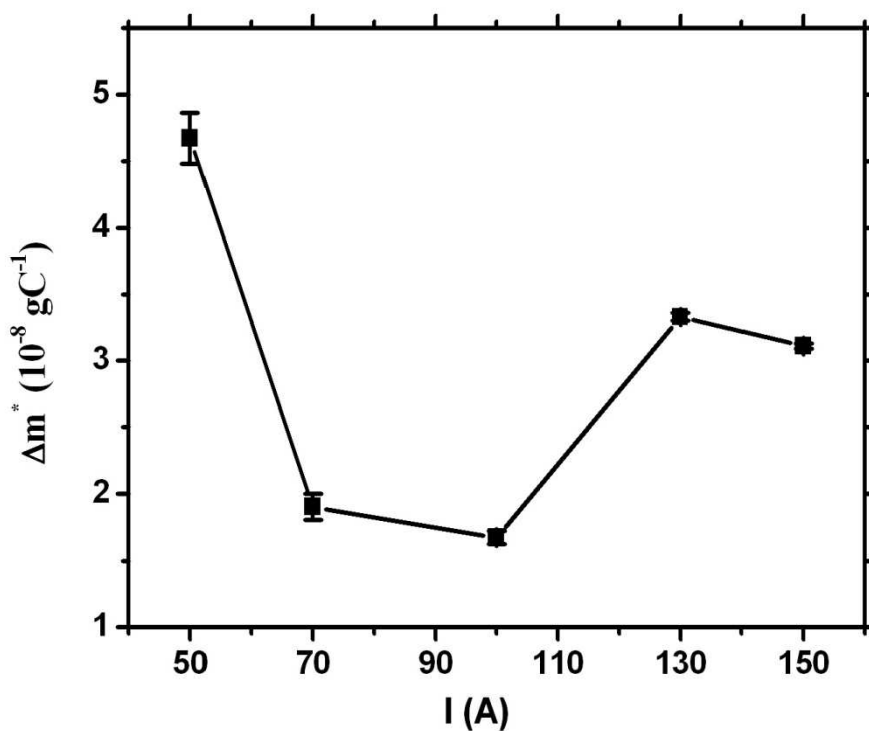


Figura 5.26. Erosión frente a la intensidad de corriente en cátodos de tungsteno.

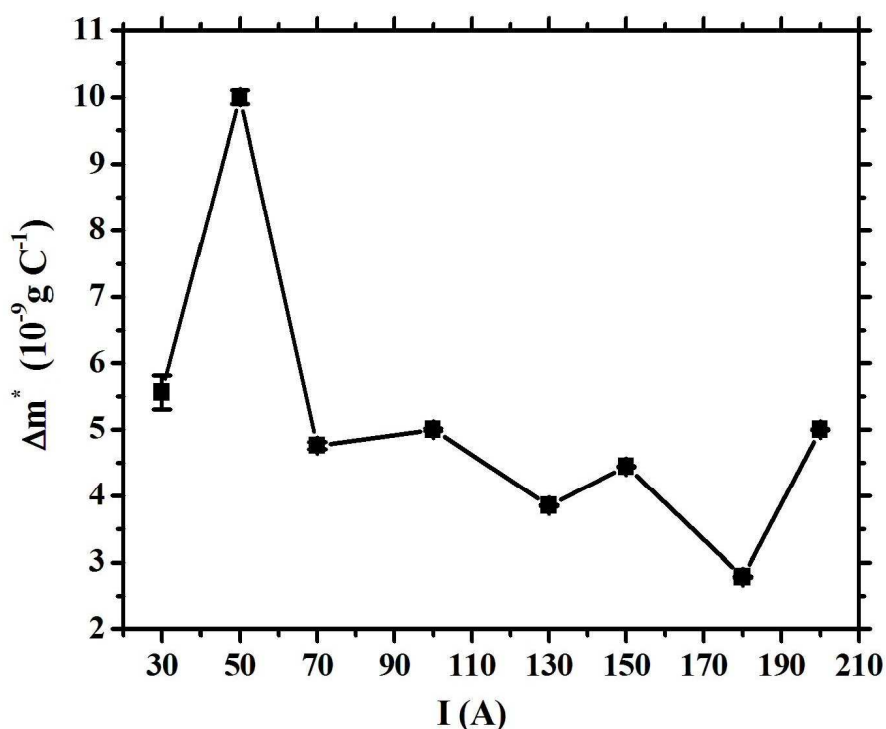


Figura 5.27. Erosión frente a la intensidad de corriente en cátodos de tungsteno toriado.

Según muestra la Figura 5.26, los valores de erosión en los cátodos de tungsteno muestran una gran dispersión y no es posible establecer un patrón simple de comportamiento de la erosión al variar la intensidad de corriente. Este hecho, que ha sido observado también por otros investigadores [Zhou y Heberlein, 1998; Casado et al. 2002] pero sin reportar los valores de erosión medidos, está asociado a las altas temperaturas del spot durante el funcionamiento de estos cátodos. Según se ha mostrado en el apartado 3 de este capítulo, la temperatura del spot en los cátodos de tungsteno es cercana o mayor que la temperatura de fusión del tungsteno (3683 K), lo que puede provocar la eyección de material fundido y, consecuentemente, un comportamiento muy variable en las medidas de erosión. Es de destacar, no obstante, que el mayor valor de erosión se ha obtenido para 50 A, cuando la temperatura del spot es la menor de todas las medidas.

Como se observa en la Figura 5.27, la erosión en los cátodos de tungsteno toriado muestra un máximo a la intensidad de 50 A. Esta intensidad crítica de erosión máxima coincide con la reportada por Casado et al. [2001 y 2002]. Estos autores

encontraron en cátodos de tungsteno toriado a esta intensidad crítica una erosión máxima de $2 \times 10^{-7} \text{ gC}^{-1}$ en cátodos planos y de $9 \times 10^{-8} \text{ gC}^{-1}$ en cátodos cónicos con 30° de ángulo interior. Estos valores son mayores que la erosión máxima de 10^{-8} gC^{-1} que se ha encontrado en nuestros cátodos cónicos con 68° de ángulo interior. Esto se explica porque en los cátodos planos el anclaje del arco se produce en el borde del electrodo, lo que provoca una gran erosión [Casado et al., 2002], mientras que en cátodos cónicos muy afilados se produce un campo eléctrico muy intenso en la punta que aumenta la erosión por el aumento en la energía de los iones que son acelerados hacia el cátodo. La Tabla 5.9 muestra que la erosión en los cátodos de tungsteno toriado es siempre menor que en los cátodos de tungsteno, lo que está asociado a la mayor temperatura del spot en estos últimos cátodos originada por el mayor valor de la función trabajo efectiva.

En los cátodos de tungsteno toriado, en ausencia de reacción química del cátodo con el gas plasmógeno, el principal mecanismo de erosión durante la operación estable del arco es la evaporación de material catódico de la superficie del cátodo. El flujo neto de evaporación Γ (masa por unidad de área y de tiempo evaporada del cátodo) está dado por [Benilov et al., 2001]

$$\Gamma = m\nu\Gamma_0 \quad (5.23)$$

donde el flujo de átomos evaporados, Γ_0 , está dado por la expresión

$$\Gamma_0 = \frac{p_v}{\sqrt{2\pi kmT}}. \quad (5.24)$$

En (5.24) m es la masa atómica de los átomos del material catódico, T es la temperatura de la superficie catódica, p_v es la presión de vapor del material catódico a la temperatura T y ν es un factor de escape que da cuenta de la fracción del número total de átomos evaporados por unidad de área y de tiempo (dado por Γ_0) que no regresan al cátodo. Destaquemos que $\nu < 1$ debido a que parte de los átomos evaporados se ionizan en la región catódica y regresan al cátodo arrastrados, fundamentalmente, por el campo eléctrico. Experimentalmente se ha determinado que ν llega a tomar valores tan pequeños como 0.01 [Nemchinsky y Showalter, 2003].

Dado que los cátodos de tungsteno toriado que se han investigado en el presente trabajo tienen un 98% en peso de tungsteno, para evaluar en ellos la pérdida de masa tomamos en (5.24) m igual a la masa atómica del tungsteno y

$$p_v = 5 \times 10^{12} \exp\left(-\frac{1.019 \times 10^5}{T}\right) \quad (5.25)$$

(con p_v en Pa y T en K), que describe adecuadamente la presión de vapor del tungsteno a altas temperaturas [Honig y Kramer, 1969]. Considerando $\nu = 1$ se puede obtener el flujo neto máximo de evaporación Γ_m como

$$\Gamma_m = m\Gamma_0 \quad (5.26)$$

Las mediciones realizadas de los parámetros de funcionamiento del cátodo expuestas en los epígrafes anteriores, nos permite evaluar Γ_m y con ella una cota máxima para la erosión (Δm_m^*).

Supongamos que el aporte fundamental a la evaporación se produce tanto en el spot como en la zona despoblada de torio, que en conjunto forman la superficie alterada en el cátodo por su uso en el arco. El área de esta zona puede evaluarse como el área del spot más el área de un cono truncado de ángulo interior 68° y altura $d_2 - d_1$, con d_1 y d_2 definidos en la Figura 5.7 y sus valores dados en la Tabla 5.3. Asumiendo para toda esta región la temperatura T del spot, lo que obviamente sobrevalora la erosión ya que la temperatura disminuye a medida que nos alejamos del spot, obtenemos para el tungsteno toriado los valores de Δm_m^* que se muestran en la Tabla 5.10 junto con el cociente $\Delta m_m^*/\Delta m^*$, siendo Δm^* los valores experimentales de la Tabla 5.9. Se ve en la Tabla 5.10 que a bajas intensidades Δm_m^* es varios órdenes menor que la erosión experimental. Como necesariamente debe ser $\Delta m_m^* > \Delta m^*$, lo anterior indica que algún otro mecanismo de erosión está presente además de la evaporación en el régimen

estable de trabajo del cátodo y que ese mecanismo tiene una importancia relativa mayor a menores intensidades de corriente.

I (A)	$\Delta m_m^* (10^{-9} \text{ gC}^{-1})$	$\Delta m_m^*/\Delta m^*$
30	1.23×10^{-2}	2.2×10^{-3}
50	1.35×10^{-1}	1.4×10^{-2}
70	5.66	1.2
100	5.69	1.1
130	30.0	7.8
150	21.9	4.9
180	38.3	14
200	54.9	11

Tabla 5.10. Cota máxima de la erosión por evaporación (Δm_m^*) y cociente de esta cota con la erosión experimental ($\Delta m_m^*/\Delta m^*$) en cátodos de tungsteno toriado.

Pudiera tratarse de una erosión producida durante la iniciación del arco y asociada al tiempo que tarda el cátodo en alcanzar su temperatura estable de trabajo. Nemchinsky y Showalter [2003] sugirieron que durante ese intervalo de tiempo el arco se puede comportar como un arco en vacío, con un spot que se mueve rápida y aleatoriamente sobre la punta del cátodo aumentando la temperatura de ésta y con densidades de corriente asociadas al spot del orden de 10^{12} Am^{-2} que provocan una gran erosión del cátodo.

Conclusiones

CONCLUSIONES

Los principales resultados obtenidos en la presente tesis son los siguientes:

1. Se ha comprobado que el arco de plasma permanece anclado e inmóvil en la punta de los dos tipos de cátodos estudiados para las condiciones de potencial interelectródico e intensidad de corriente utilizadas. Las puntas de los cátodos de tungsteno se funden y se deforman para todas las intensidades de corriente estudiadas, mientras que en los cátodos de tungsteno toriado la punta del electrodo mantiene su forma cónica, produciéndose sólo pequeñas deformaciones en el extremo de la punta.

2. Después de la utilización de los cátodos de tungsteno en el arco, en la superficie del cátodo aparece una zona lisa, que corresponde al spot, en la que el material catódico se ha fundido. El resto del cátodo muestra características morfológicas similares a las del cátodo sin usar, si bien cerca de la zona ocupada por el spot las estrías presentes en la superficie de los cátodos sin usar aparecen suavizadas. Las dimensiones de la zona lisa para cada intensidad de corriente se muestran en la Tabla 5.2.

El análisis EDX muestra en la zona del spot y en el resto del cátodo una proporción de elementos químicos (tungsteno y oxígeno) similar a la de un cátodo sin usar, lo que indica que no se produce contaminación del cátodo durante su utilización en atmósfera abierta.

3. Después de la utilización de los cátodos de tungsteno toriado en el arco, aparecen sobre la superficie catódica cuatro zonas de morfología y composición diferentes. La primera zona, en la punta del cátodo, es una zona de alta porosidad y sin torio, que corresponde al spot catódico. A continuación aparece la segunda zona, despoblada de torio pero menos porosa que el spot. La tercera zona tiene características morfológicas y de composición química similares a las de un cátodo sin usar, y se extiende desde el final de la segunda zona hasta la cuarta zona, que está constituida por un anillo de cristales de torio depositados sobre la superficie del cátodo. La mayor

anchura del anillo de torio se alcanza a la intensidad de 70 A. Las dimensiones de estas zonas se muestran en la Tabla 5.3. El resto del cátodo se mantiene inalterado.

4. Se realizaron mediciones de temperatura del spot catódico durante su funcionamiento en el arco con un espectrómetro de bajo coste mediante pirometría de un color. Se determinó así en los cátodos de tungsteno y de tungsteno toriado la dependencia de la temperatura del spot con la intensidad de corriente que se muestra en la Figura 5.17 y se describen por las expresiones (5.1) y (5.2). Los valores obtenidos concuerdan con mediciones de temperatura de la punta del cátodo que se encuentran diseminadas en diferentes trabajos.

En el rango de intensidades estudiadas, la temperatura del spot en los cátodos de tungsteno crece lentamente desde aproximadamente 3600 K hasta aproximadamente 3760 K al aumentar la intensidad desde 50 A hasta 100 A y después se mantiene prácticamente constante.

En los cátodos de tungsteno toriado la temperatura del spot aumenta rápidamente desde aproximadamente 2880 K hasta aproximadamente 3630 K al aumentar la intensidad de corriente de 30 a 130 A, aumentando la temperatura más lentamente a intensidades mayores hasta alcanzar aproximadamente 3700 K a 200 A. Para todas las intensidades de corriente la temperatura del spot en los cátodos de tungsteno es mayor que en los de tungsteno toriado.

5. El área ocupada por el spot en ambos tipos de cátodo tiende a aumentar al aumentar la intensidad de corriente, lo que hace que la dependencia de la densidad de corriente con la intensidad de corriente del arco no sea estrictamente lineal. El área del spot en los cátodos de tungsteno toriado es un orden menor que en los de tungsteno, lo que hace que la densidad de corriente en estos últimos cátodos sea un orden menor que en los de tungsteno toriado. En los cátodos de tungsteno la densidad de corriente aumenta de $5 \times 10^7 \text{ Am}^{-2}$ a 50 A hasta $1 \times 10^8 \text{ Am}^{-2}$ a 150 A, mientras que en los de tungsteno toriado aumenta de $4 \times 10^8 \text{ Am}^{-2}$ a 30 A hasta $2 \times 10^9 \text{ Am}^{-2}$ a 200 A.

Las dependencias de la densidad de corriente con la intensidad en los cátodos de tungsteno y de tungsteno toriado se muestran en las Figuras 5.18 y 5.19, y se describen por las expresiones (5.4) y (5.5).

6. Tanto en los cátodos de tungsteno como en los de tungsteno toriado la densidad de corriente en el spot aumenta exponencialmente al aumentar la temperatura de éste. Las dependencias de la densidad de corriente con la temperatura del spot en ambos tipos de cátodos se muestran en las Figuras 5.20 y 5.21, y se describen por las expresiones (5.6) y (5.7).

7. La función trabajo efectiva de los cátodos de tungsteno no cambia al variar la intensidad de corriente dentro del rango estudiado, manteniendo un valor constante de 4.1 eV.

En los cátodos de tungsteno toriado la función trabajo efectiva crece rápidamente desde 2.6 eV a 30 A hasta 3.0 eV a 150 A. A partir de esta intensidad la función trabajo efectiva aumenta muy lentamente, alcanzando el valor 3.1 eV a 200 A. Esta dependencia se muestra en la Figura 5.24 y se describe por la expresión (5.12).

La función trabajo efectiva del tungsteno toriado muestra una dependencia lineal con la temperatura del spot, que se muestra en la Figura 5.25 y se describe por la expresión (5.13).

8. El campo eléctrico en el spot en ambos tipos de cátodos es prácticamente independiente de la intensidad de corriente dentro del rango estudiado e igual a $1.2 \times 10^8 \text{ Vm}^{-1}$.

La corrección de Schottky a la función trabajo es igual a 0.4 eV en ambos tipos de cátodo y es independiente de la intensidad de corriente dentro del rango de intensidades estudiado.

9. Al sumar la corrección de Schottky a la función trabajo efectiva que hemos determinado para el tungsteno se obtiene una función trabajo de 4.55 eV, que está en buen acuerdo con el valor aceptado para este material.

Para los cátodos de tungsteno toriado la función trabajo efectiva más la corrección de Schottky llevan a un valor de la función trabajo que varía desde aproximadamente 3.0 eV a bajas temperaturas ($T \approx 2900$ K) hasta 3.5 eV a altas temperaturas ($T \approx 3700$ K). Estos valores indican que la función trabajo del cátodo corresponde al de una capa de torio sobre tungsteno policristalino, siendo la variación en el valor de la función trabajo producida por la variación de la densidad superficial de dicha capa.

10. La erosión en los cátodos de tungsteno toriado es siempre menor que $5.5 \times 10^{-9} \text{ gC}^{-1}$ salvo para la intensidad crítica de 50 A en que toma el valor de $1 \times 10^{-8} \text{ gC}^{-1}$. A bajas intensidades de corriente la erosión es mayor que la erosión máxima producida por evaporación del material catódico. Esto sugiere la presencia de un mecanismo de erosión diferente a la evaporación, que sería de mayor importancia relativa a bajas intensidades de corriente.

Referencias

REFERENCIAS

- Aballe, M., López Ruiz, J., Badía, J. M. y Adeva, P. 1996 *"Microscopía electrónica de barrido y microanálisis por rayos X"* Ed. Rueda S. L. (Madrid, SP).
- Ackerman, S. 1962. *"Temperature measurement and control in science and industry"*. Ed. Reinhold (New York, USA).
- Baird, D. C. 1991 *"Una Introducción a la teoría de mediciones y al diseño de experimentos"* Ed. Prentice Hall Hispanoamericana (MX).
- Benilov, M. S. y Marotta, A. 1995. *"A model of the cathode region of atmospheric pressure arcs"*. Journal of Physics. D, Applied Physics. Vol. 28, p. 1869-1882.
- Benilov, M. S., Jacobsson, S., Kaddani, A. y Zahrai, S. 2001. *"Vaporization of a solid surface in an ambient gas"*. Journal of Physics. D, Applied Physics. Vol 34, p. 1993-1999.
- Benilov, M. S. y Cunha, M. D. 2002. *"Heating of refractory cathodes by high-pressure arc plasmas I"*. Journal of Physics. D, Applied Physics. Vol. 35, p. 1736-1750.
- Benilov, M. S. y Cunha, M. D. 2003. *"Heating of refractory cathodes by high-pressure arc plasmas II"*. Journal of Physics. D, Applied Physics. Vol. 36, p. 603-614.
- Benilov, M. S. 2008. *"Understanding and modelling plasma-electrode interaction in high-pressure arc discharges: a review"*. Journal of Physics. D, Applied Physics. Vol. 41, p. 144001.1-144001.30.
- Casado, E. y Colomer, V. 2000. *"The numerical modelling of Joule heating effects in thoriated tungsten cathodes of high-current plasma arcs"*. Journal of Physics. D, Applied Physics. Vol. 33, p. 1342-1347.

- Casado, E., Colomer, V., Sicilia, R. y Muñoz-Serrano, E. 2001. *"An experimental study of the dependence on the current intensity of the erosion of thoriated tungsten cathodes in plasma arcs"*. IEEE Transactions on Plasma Science. Vol. 29, p. 888-894.
- Casado, E., Colomer, V., Muñoz-Serrano, E. y Sicilia, R. 2002. *"An experimental comparison of the erosion in tungsten cathodes doped with different rare-earth elements"*. Journal of Physics. D, Applied Physics. Vol. 35, p. 992-997.
- Cayla, F., Freton, P. y Gonzalez, J. J. 2008. *"Arc/cathode interaction model"*. IEEE Transactions on Plasma Science. Vol. 36, p. 1944-1954.
- De Vos, J. C. 1954. *"A new determination of the emissivity of tungsten ribbon"*. Physica XX. Vol. 3, p.690-714.
- Estrup, P. J., Anderson, J. y Danforth, E. 1966. *"Leed studies of thorium adsorption on tungsten"*. Surface Science. Vol. 4, p.286-298.
- Fey, M. G. y McDonald, J. 1976. *"Electrode erosion in electric arc heaters"*. Proceedings of the AIChE Plasma Chemical Processing Symposium.
- Fomenko, V. S. 1966 *"Handbook of thermionic properties; electronic work functions and Richardson constants of elements and compounds"*, Edited by G.V. Samsonov (Plenum Press Data Division, New York, USA).
- Fowler, R. H. y Nordheim, L. 1928. *"Electron emission in intense electric field"*. Proceedings of the Royal Society of London, Series A. Vol. 119, p. 173-181.
- Guile, A. E. 1971 *"Arc-electrode phenomena"*, Proceedings IEEE (IEEE Review), Vol, 118, p. 1131-1154.
- Haidar, J. y Farmer, A. J. D. 1993. *"A method for the measurement of the cathode surface temperature for a high-current free-burning arc"*. Review of Scientific Instruments. Vol. 64, p. 542-547.

- Haidar, J. y Farmer, A. J. D. 1993. *"Temperature measurements for high-current free-burning arcs in Nitrogen"*. Journal of Physics. D, Applied Physics. Vol. 26, p. 1224-1229.
- Haidar, J. y Farmer, A. J. D. 1994. *"Large effect of cathode shape on plasma temperature in high-current free-burning arcs"*. Journal of Physics. D, Applied Physics. Vol. 27, p. 555-560.
- Haidar, J. y Farmer, A. J. D. 1995. *"Surface temperature measurements for tungsten-based cathodes of high-current free-burning arcs"*. Journal of Physics. D, Applied Physics. Vol. 28, p. 2089-2094.
- Heberlein, J. V. R. 1999. *"Electrode phenomena in plasma torches"*. Annals of the New York Academy of Sciences. Vol. 891, p. 14-27.
- Herne, H. 1953. *"The theoretical characteristics of bichromatic pyrometers"*. British Journal of Applied Physics. Vol. 4, p. 374-377.
- Honig, R. E. y Kramer, D. A. 1969. *"Vapor pressure data for the solid and liquid elements"*. RCA Review. Vol. 30, p. 285-305.
- Lowke, J. J., Morrow, R. y Haidar, J. 1997. *"A simplified unified theory of arcs and their electrodes"*. Journal of Physics. D, Applied Physics. Vol. 30, p. 2033-2042.
- Mackeown, S. S. 1929. *"The cathode drop in an electric arc"*. Physical Review Vol. 34, p. 611-614.
- Mansoor, A. K., Allemand, C. y Eagar, T. W. 1988. *"Non-contact true temperature measurements for process diagnostics"*. Materials Research Society Symposium on Process Diagnostics: Materials, Combustion and Fusion. p. 117-119.
- Mansoor, A. K., Allemand, C. y Eagar, T. W. 1991. *"Noncontact temperature measurement. I. Interpolation based techniques"*. Review of Scientific Instruments. Vol. 62, p. 392-402.

- Mansoor, A. K., Allemand, C. y Eagar, T. W. 1991. *"Noncontact temperature measurement. II. Least squares based techniques"*. Review of Scientific Instruments. Vol. 62, p. 403–410.
- Moizhes, B. y Nemchinskii, V. 1984. *"Vaporization rate of impurity and the operating conditions of an activated plasmotron cathode"*. Soviet Physics - Technical Physics. Vol. 29, p. 612-616.
- Morrow, R. y Lowke, J. J. 1993. *"A one-dimensional theory for the electrode sheaths of electric arcs"*. Journal of Physics. D, Applied Physics. Vol. 26, p. 634-642.
- Muñoz-Serrano, E., Casado, E. y Colomer, V. 2005 *"Estudio del comportamiento físico de los cátodos de arcos-plasmas a presión atmosférica"*. Tesis Doctoral, Universidad de Córdoba.
- Muñoz-Serrano, E., Colomer, V. y Casado, E. 2005 *"A study of spot evolution in hot refractory cathodes of high-pressure arcs"*. Journal of Applied Physics. Vol. 98, p. 093303.1-093303.13.
- Muñoz-Serrano, E., Casado, E., Colomer, V. y Baronnet, J. M. 2006. *"Modeling and experimental investigation of spot dynamics on Graphite cathodes in DC plasma arcs at high pressure"*. Journal of Applied Physics. Vol. 99, p. 43303.
- Nemchinsky, V. A. 1996. *"Life time of a refractory cathode doped with a work-function-lowering dopant"*. Journal of Physics. D, Applied Physics. Vol. 29, p. 2240-2369.
- Nemchinsky, V. A. y Showalter, M. S. 2003. *"Cathode erosion in high-current high-pressure arc"*. Journal of Physics. D, Applied Physics. Vol. 36, p. 704-712.
- Neumann, W. 1987 *"The mechanism of the thermoemitting arc cathode"*, Edited by Akademie-Verlag Berlin (Berlin, GR).

- Ortega, D., Sillero Marín, J. A., Muñoz-Serrano, E. y Casado, E. 2009. *"Simulation of the atomic and ionic densities in the ionization layer of a plasma arc with a binary cathode"*. Journal of Physics. D, Applied Physics. Vol. 42.
- Paschen, P. 1996. *"Alternatives to Thorium additions to Tungsten-based materials"*. JOM. Vol. 48, p. 45-47.
- Pfender, E. 1978. *"Electric arc and gas heaters"*. Gaseous Electronics: Electrical Discharges, edited by M. N. Hirsh y H. J. Oskam (Academic Press, Inc., New York), Vol. 1, p. 291-398.
- Pokrzywka, B., Pellerin, S., Musiol, K., Richard, F. y Chapelle, J. 1996 *"Observation of electric arc cathode region"*. Journal of Physics. D, Applied Physics. Vol. 29, p. 1-9.
- Pustogarov, A. V., Zavidei, V. I. y Povalyaev, O. A. 1988. *"The temperature of the thermionic arc cathodes"*. Soviet Physics - Technical Physics. Vol. 33, p. 661-664.
- Pyatt, E. C. 1954. *"Some consideration of the errors of brightness and two-colour types of spectral radiation pyrometer"*. British Journal of Applied Physics. Vol. 5, p. 264-268.
- Rabinovich, S. 1995 *"Measurement errors. Theory and practice"*, AIP Press (New York, USA).
- Raizer, Y. P. 1991 *"Gas discharge physics"*, Springer-Verlag. (Berlin, GR).
- Reynolds, P. M. 1961. *"Spectral emissivity of 99.7% Aluminium between 200 and 540° C"*. British Journal of Applied Physics. Vol. 12, p. 111-114.
- Reynolds, P. M. 1964. *"A review of multicolor pyrometry for temperatures below 1500°C"*. British Journal of Applied Physics. Vol. 15, p. 579-589.

- Rieck, G. D. 1967 *"Tungsten and its compounds"*, Pergamon Press Ltd. (Oxford, UK).
- Sadek, A. A., Ushio, M. y Matsuda, F. 1990 *"Effect of rare earth metal oxide additions to Tungsten electrodes"*. Metallurgical Transactions. A, Physical Metallurgy and Materials Science. Vol. 21A, p. 3221-3236.
- Sanchez del Rio, C. 1989 *"Análisis de errores"* Ediciones de la Universidad Complutense de Madrid.
- Seitz, F. 1940 *"The modern theory of solids"* Ed McGraw Hill (New York, USA).
- Smithells, C. J. 1992 *"Smithells metals reference book 7th Edition"*, edited by E.A. Brandes and G.B. Brook, Butterworth-Heinemann (Oxford, UK).
- Squires, G. L. 1968 *"Practical physics"* Ed McGraw Hill (New York, USA).
- Tanaka, M., Ushio, M., Ikeuchi, M. y Kagebayashi, Y. 2005. *"In situ measurements of electrode work functions in free-burning arcs during operation at atmospheric pressure"*. Journal of Physics. D, Applied Physics. Vol. 38, p. 29-35.
- Tanaka, M., Tashiro, S., Nishikawa, H. y Ushio, M. 2007. *"Effective electrode work functions in argon gas tungsten arc during operation"*. Surface y Coatings Technology. Vol. 201, p. 5383-5386.
- Ushio, M., Sadek, A. A. y Matsuda, F. 1991. *"Comparison of temperature and work function measurements obtained with different GTA electrodes"*. Plasma Chemistry and Plasma Processing. Vol. 11, p. 81-101.
- Ushio, M., Tanaka, K. y Tanaka, M. 1995. *"Electrode heat transfer and behavior of Tungsten cathode in arc discharge"*. Heat and mass transfer under plasma conditions, Fauchais, P., Boulos, M. y Van Der Müllen, J. Ed. New York: Begell House. p. 265-272.

- Ward, L. 1956. *"The variation with temperature of the spectral emissivities of Iron, Nickel and Cobalt"*. Proceedings of The Physical Society of London Section B. Vol. 69, P. 339-343.
- Weber, D. 1959. *"Spectral emissivity of solids in the infrared at low temperature"*. Journal of the Optical Society of America. Vol. 49, p. 815-820.
- Zhu, P., Lowke, J. J. y Morrow, R. 1992. *"A unified theory of free burnings arcs, cathode sheaths and cathodes"*. Journal of Physics. D, Applied Physics. Vol. 25, p. 1221-1230.
- Zhou, X. y Heberlein, J. V. R. 1994. *"Analysis of the arc-cathode interaction of free-burning arcs"*. Plasma Sources Science y Technology. Vol. 3, p. 564-574.
- Zhou, X., Heberlein, J. V. R. y Pfender, E. 1994. *"Theoretical study of factors influencing arc erosion of cathode"*. IEEE Transactions on Components. Packaging, and Manufacturing Technology. Vol. 17, p. 107 – 112.
- Zhou, X. y Heberlein, J. V. R. 1995. *"Arc cathode erosion studies"*. Heat and mass transfer under plasma conditions, Fauchais, P., Boulos, M. y Van Der Müllen, J. Ed. New York: Begell House. p. 237-243.
- Zhou, X. y Heberlein, J. V. R. 1996. *"Characterization of the arc cathode attachment by emission spectroscopy and comparison to theoretical predictions"*. Plasma Chemistry and Plasma Processing. Vol. 16, p. 229S-244S.
- Zhou, X., Ding, B. y Heberlein, J. V. R. 1996. *"Temperature measurement and metallurgical study of cathodes in Dc arcs"*. IEEE Transactions on Components. Packaging, and Manufacturing Technology. Vol. 19, p. 320-328.
- Zhou, X. y Heberlein, J. V. R. 1998. *"An experimental investigation of factors affecting arc-cathode erosion"*. Journal of Physics. D, Applied Physics. Vol. 31, p. 2577-2590.

Anexos

ANEXO A: MODELO TEÓRICO PARA LA INTERACCIÓN ARCO-CÁTODO

Un modelo ampliamente referenciado para el estudio de los fenómenos predominantes en la región catódica es el desarrollado por Benilov y Marotta [1995]. Dicho trabajo fue aplicado al caso particular de un cátodo de tungsteno funcionando en un arco de argón, en condiciones similares a las usadas en la presente tesis doctoral. Es por ello que este modelo se utiliza en el presente trabajo para obtener la función trabajo efectiva del material catódico y estimar el valor del campo eléctrico en su superficie con el que poder evaluar la corrección de Schottky.

Este es un modelo unidimensional donde se divide a la región catódica en dos zonas, vaina y zona de ionización (prevaina), siendo F la frontera entre ambas. A lo largo de esta región se asume que la temperatura de las partículas pesadas es igual a la temperatura de la superficie del cátodo.

Usando como parámetros de entrada la temperatura de la superficie del cátodo T y la temperatura electrónica T_e se puede calcular el flujo total de calor del plasma a la superficie del cátodo q como

$$q = q_i + q_{ed} - q_e. \quad (\text{A.1})$$

q_i es el flujo de energía debido al impacto iónico (Ecuación A.2), q_{ed} es el flujo de energía debido a los electrones back-diffusion (Ecuación A.3) y q_e es el flujo de energía debido a la emisión de electrones por efecto termoiónico (Ecuación A.4). El criterio de signos empleado se debe a que las dos primeras contribuciones dan lugar al calentamiento de la superficie catódica mientras que la última produce una refrigeración del cátodo.

$$q_i = J_i \left(\frac{kZT_e}{2} + ZeU_d + E_{AR} - Z\phi \right) \quad (\text{A.2})$$

$$q_{ed} = J_{ed} (2kT_e + \phi) \quad (\text{A.3})$$

$$q_e = J_e (2kT + \phi) \quad (\text{A.4})$$

En estas ecuaciones J_i es el flujo de iones en F , k es la constante de Boltzmann, Z es la carga efectiva de los iones, e es la carga elemental, U_d es la caída de potencial en la vaina, E_{AR} es el potencial de ionización del gas plasmógeno, ϕ es la función trabajo efectiva del material catódico, J_{ed} el flujo de electrones back-diffusion y J_e el flujo de electrones de emisión termoiónica. Sustituyendo las expresiones (A.2), (A.3) y (A.4) en la ecuación (A.1) se obtiene

$$q = J_i \left(\frac{kZT_e}{2} + ZeU_d + E_{AR} - Z\phi \right) + J_{ed} (2kT_e + \phi) - J_e (2kT + \phi). \quad (\text{A.5})$$

Los factores que multiplican a J_i tienen en cuenta la energía que adquieren los iones tras el impacto con los electrones considerando una distribución Maxwelliana de velocidades a la temperatura T_e de los electrones, la aceleración que adquieren los iones debido a la caída de potencial en la vaina y la neutralización de estos iones en la superficie del cátodo. Por otro lado, J_{ed} y J_e están multiplicados por un término que tiene en cuenta la energía media a partir de considerar una distribución Maxwelliana y por otro término que tiene en cuenta la energía necesaria para arrancar un electrón de la superficie catódica, que es la función trabajo efectiva del material catódico.

El flujo de iones J_i se obtiene a partir de la densidad de iones en F multiplicada por la velocidad de Bohm:

$$J_i = n_{is} v_s. \quad (\text{A.6})$$

El flujo de electrones back-diffusion J_{ed} se determina, asumiendo una distribución Maxwelliana para las velocidades de los electrones del plasma, según la expresión

$$J_{ed} = \frac{n_{es}}{4} \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \exp\left(\frac{-eU_d}{kT_e}\right). \quad (A.7)$$

El flujo de electrones de emisión termoiónica J_e se determina según la ecuación de Richardson-Dushman:

$$J_e = \frac{A_D T^2}{e} \exp\left(\frac{-\varphi}{kT}\right). \quad (A.8)$$

Los parámetros n_{is} y n_{es} son las densidad de iones y electrones en F respectivamente, v_s es la velocidad de Bohm que se define como la velocidad de los iones al entrar en la vaina, m_e es la masa del electrón, A_D es la constante de Richardson-Dushman y φ es la función trabajo efectiva del material catódico, definida como la función trabajo del material catódico φ_0 menos la corrección de Schottky φ_{Sch} : $\varphi = \varphi_0 - \varphi_{Sch}$.

La densidad de iones en F , n_{is} , se obtiene realizando un promedio en la zona de ionización a partir del parámetro α , definido a su vez mediante un balance entre el recorrido libre de recombinación de un ión y el coeficiente de difusión de los iones a través de los átomos neutros. Se tiene así

$$n_{is} = n_{i\infty} \frac{0.8}{2 + \alpha} \quad (A.9)$$

y

$$\alpha = \left(\frac{kT}{m_i D_{i0\infty} k_r n_{i\infty}^2} \right)^{1/2}, \quad (\text{A.10})$$

donde $n_{i\infty}$ es la densidad de iones en la frontera entre la prevaina y el plasma en equilibrio termodinámico local (LTE), $D_{i0\infty}$ es el coeficiente de difusión de los iones de argón entre sus neutros y k_r es la constante de recombinación iónica, ambos evaluados en la mencionada frontera. $n_{i\infty}$ se obtiene al resolver el sistema de ecuaciones formado por la ley de Dalton, la ley de Saha y la cuasineutralidad en el plasma en LTE. Al considerar la cuasineutralidad en la prevaina se obtiene que $n_{es} = n_{is}$ y $n_{e\infty} = n_{i\infty}$.

La velocidad de Bohm está dada por

$$v_s = \sqrt{\frac{k(T + ZT_e)}{m_i}}. \quad (\text{A.11})$$

La corrección de Schottky es

$$\phi_{Sch} = e \left(\frac{eE}{4\pi\epsilon_0} \right)^{1/2}, \quad (\text{A.12})$$

con el campo eléctrico E en la superficie del cátodo dado por

$$E = - \left\{ \frac{2n_{is}}{\epsilon_0} \left[m_i \left(\frac{v_+^3 - v_-^3}{6u_i} - v_s^2 - \frac{u_i^2}{3} \right) - ZkT_e \left(1 - \exp \left(\frac{eU_d}{kT_e} \right) \right) \right] \right\}^{1/2}. \quad (\text{A.13})$$

ϵ_0 es la permitividad del vacío, $u_i = \left(kT/m_i \right)^{1/2}$ es la velocidad térmica, y los términos

v_+ y v_- definen el rango de velocidades a las que los iones entran en la vaina

$$v_{\pm} = \left[(v_s \pm u_i)^2 - \frac{2ZeU_d}{m_i} \right]^{1/2}. \quad (\text{A.14})$$

El flujo total de partículas J en la región catódica es la suma del flujo de iones hacia la superficie catódica, el flujo de electrones back-diffusion y el flujo de electrones emitidos por el cátodo: $J = J_i + J_e - J_{ed}$.

El balance de energía electrónica en la zona de ionización lleva a

$$\begin{aligned} J_e \left[eU_d + 2kT + kT_e \left(\ln \frac{n_{e\infty}}{n_{es}} - 3.2 \right) \right] &= J_{ed} \left[eU_d + kT_e \left(\ln \frac{n_{e\infty}}{n_{es}} - 1.2 \right) \right] \\ + J_i \left[E_{AR} + ZkT_e \left(3.2 - 0.5 \ln \frac{n_{e\infty}}{n_{es}} \right) \right]. \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

La caída de potencial en la prevaina es

$$U_i = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{n_{e\infty}}{n_{es}}. \quad (\text{A.16})$$

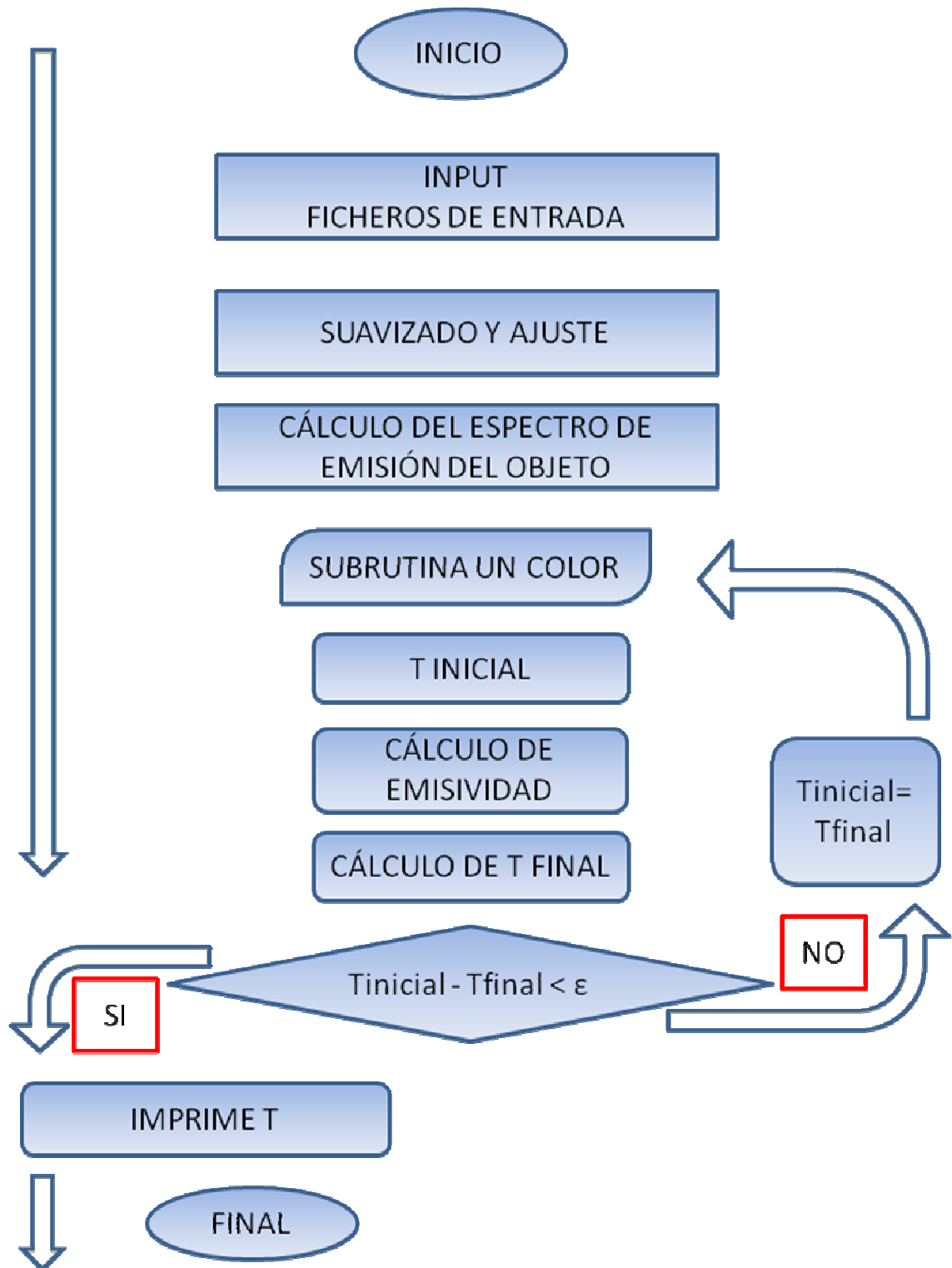
El modelo permite determinar los parámetros que describen la región catódica de un arco dado utilizando sólo dos parámetros de entrada, por ejemplo, T y T_e .

ANEXO B: CÁLCULO DE LA TEMPERATURA POR PIROMETRÍA DE UN COLOR

El programa “Temperatura” da como resultado la temperatura de un cuerpo a partir de su espectro de emisión mediante la técnica de pirometría de un color.

Se muestra a continuación el diagrama de flujo y el código del programa “Temperatura” elaborado en FORTRAN90.

Se ha usado la subrutina CSIEZ de la librería IMSL que calcula un splin cúbico cada tres datos y devuelve los valores interpolados para los puntos especificados.



PROGRAM Temperatura

USE MSIMSL

IMPLICIT NONE

! Definición de variables

DOUBLE PRECISION:: teorica(1:2,1:1501), referencia(1:2,1:1659)

DOUBLE PRECISION:: objetoant(1:2,1:1659),objeto(1:2,1:1659),resultado(1:2,1:1501)

DOUBLE PRECISION:: tiref,tiobj,landa,a,ajuste,maxajuste,lmaxajuste,dif

CHARACTER(150):: primerafila,segundafila,ref,obj,teo

INTEGER::i,j,l,m

! Lee el nombre de los archivos teórica, referencia y objeto

PRINT*,"Introduce el nombre del fichero con el espectro de calibracion emitida (teo.)"

READ*,teo

PRINT*,"Introduce el nombre del fichero con el espectro de calibracion medido (ref.)"

READ*,ref

PRINT*,"Introduce el nombre del fichero con el espectro del objeto medido (obj.)"

READ*,obj

! Lee la teórica

OPEN(9,file=teo)

DO i=1,1501

 read(9,*)landa,a

 teorica(1,i)=landa

 teorica(2,i)=a

END DO

! Lee la referencia

OPEN(10,file=ref)

READ(10,*)primerafila

READ(10,*)segundafila

DO i=1,1659

 read(10,*)landa,a

 referencia(1,i)=landa

 referencia(2,i)=a

END DO

! Lee el objeto

OPEN(11,file=obj)

READ(11,*)primerafila

READ(11,*)segundafila

DO i=1,1659

 read(11,*)landa,a

 objetoant(1,i)=landa

 objetoant(2,i)=a

END DO

! Lee los tiempos de integración

PRINT*,"Introduce el tiempo de integracion de la referencia (ms)"

READ*,tiref

PRINT*,"Introduce el tiempo de integracion de la objeto (ms)"

READ*,tiobj

! Referencia / tiref

referencia(2,:)=referencia(2,:)/tiref

! Objeto / tiobj

objetoant(2,:)=objetoant(2,:)/tiobj

! Ajustar el espectro a la longitud de onda requerida

PRINT*, "Introduce la longitud de onda para el ajuste del espectro (nm)"

READ*, ajuste

ajuste=ajuste*2-685

maxajuste=MAX(objetoant(2,ajuste-5),objetoant(2,ajuste-4),objetoant(2,ajuste-3))

maxajuste=MAX(maxajuste,objetoant(2,ajuste-2),objetoant(2,ajuste-1),objetoant(2,ajuste))

maxajuste=MAX(maxajuste,objetoant(2,ajuste+1),objetoant(2,ajuste+2),objetoant(2,ajuste+3))

maxajuste=MAX(maxajuste,objetoant(2,ajuste+4),objetoant(2,ajuste+5))

DO i=1,1501

IF (objetoant(2,i).eq.maxajuste) THEN

lmaxajuste=objetoant(1,i)

END IF

END DO

ajuste=(ajuste+685)/2

dif=lmaxajuste-ajuste

DO i=5,1654

objeto(1,i)=objetoant(1,i-2*dif)

objeto(2,i)=objetoant(2,i)

END DO

DO i=1,10

objeto(1,i)=i

objeto(2,i)=objetoant(2,i)

END DO

DO i=1650,1659

objeto(1,i)=i

objeto(2,i)=objetoant(2,i)

END DO

! Para suavizar referencia 100 con medias

DO l=1,100

referencia(2,1)=(referencia(2,1)+referencia(2,2)+referencia(2,3))/3.

DO m=2,1658

referencia(2,M)=(referencia(2,M-

1)+referencia(2,M)+referencia(2,M+1))/3.

END DO

referencia(2,1659)=(referencia(2,1657)+referencia(2,1658)+referencia(2,1659))/

3.

END DO

! Calcular T

! Objeto*teorica/referencia

resultado(2,1:1501)=objeto(2,15:1515)*teorica(2,1:1501)*3.141592654*1.E3

resultado(2,1:1501)=resultado(2,1:1501)/referencia(2,15:1515)

resultado(1,1:1501)=teorica(1,1:1501)

CALL UnColor

! Zona de Subrutinas

CONTAINS

SUBROUTINE UnColor

! Definición de variables

INTEGER, PARAMETER::NDATA=17

INTEGER, PARAMETER:: N=2

DOUBLE PRECISION, PARAMETER:: C2= 1.438769E-2, C1= 3.7417749E-16

DOUBLE PRECISION::TABLA(1:2,1:1501)

REAL::XDATA(NDATA), FDATA(NDATA), LANDA(N),EMISIVIDAD(N)

REAL::T,INTENSIDAD,NUM,DEN,TFINAL,Z

TABLA=resultado

! Valores iniciales

T=100.

TFINAL=1.

Z=T-TFINAL

J=1

! Introduce la longitud de onda para calcular T

PRINT*, "Introduce la longitud de onda para la que se calculara T (nm)"

READ*,LANDA(1)

DO i=1,1501

IF (TABLA(1,i).eq.LANDA(1)) THEN

INTENSIDAD=TABLA(2,i)

END IF

END DO

! Temperatura calculada mediante pirometría de un color

! Datos extraídos de emisividad de las tablas de De Vos

XDATA(1)=275.
 XDATA(2)=300.
 XDATA(3)=325.
 XDATA(4)=350.
 XDATA(5)=375.
 XDATA(6)=400.
 XDATA(7)=450.
 XDATA(8)=500.
 XDATA(9)=550.
 XDATA(10)=600.
 XDATA(11)=650.
 XDATA(12)=700.
 XDATA(13)=750.
 XDATA(14)=800.
 XDATA(15)=900.
 XDATA(16)=1000.
 XDATA(17)=1260.

DO WHILE (ABS(Z)>0.001)

FDATA(1)=0.51504-((2.48214E-5)*(T))
 FDATA(2)=0.51761-((2.19643E-5)*(T))
 FDATA(3)=0.50679-((1.75E-5)*(T))
 FDATA(4)=0.50039-((1.37E-5)*(T))
 FDATA(5)=0.50754-((1.58929E-5)*(T))
 FDATA(6)=0.50779-((1.67857E-5)*(T))
 FDATA(7)=0.50089-((1.69643E-5)*(T))
 FDATA(8)=0.49707-((1.75E-5)*(T))
 FDATA(9)=0.49125-((1.73214E-5)*(T))
 FDATA(10)=0.48307-((1.75E-5)*(T))
 FDATA(11)=0.47964-((1.89286E-5)*(T))

FDATA(12)=0.47779-((2.10714E-5)*(T))

FDATA(13)=0.47557-((2.35714E-5)*(T))

FDATA(14)=0.47104-((2.55357E-5)*(T))

FDATA(15)=0.45186-((2.5E-5)*(T))

FDATA(16)=0.42104-((1.98214E-5)*(T))

FDATA(17)=0.33

! Subrutina de interpolación del modulo MSIMSL

CALL CSIEZ(NDATA,XDATA,FDATA,N,LANDA,EMISIVIDAD)

! Calcula la temperatura

NUM=C2

DEN=(LANDA(1)*1.E-

9)*LOG(((EMISIVIDAD(1)*C1)/(INTENSIDAD*(LANDA(1)*1.E-9)**5))+1.)

TFINAL=NUM/DEN

Z=T-TFINAL

T=TFINAL

J=J+1

END DO

!Presentación de resultados

PRINT*, "-----"

PRINT*, "LONGITUD DE ONDA:", LANDA(1)

PRINT*, ""

PRINT*, "TEMPERATURA: ", T

PRINT*, ""

PRINT*, "ITERACIONES: ", J

PRINT*, "-----"

END SUBROUTINE

END PROGRAM

